

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ



ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Г.Н. Кичигин, Н.А. Строкин

# Процессы энергосвечения в космической плазме



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
Иркутского государственного технического университета  
2007



УДК 533.9.55; 523.165; 621.039.64

**Рецензент:** доктор физ.-мат. наук, профессор Иркутского государственного университета путей сообщения В.М. Бардаков

Редактор издательства Г.Н. Романова

**Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Процессы энерговыделения в космической плазме:** Монография. – Иркутск: Изд-во ИрГТУ, 2007. - 396 с.

В монографии излагаются результаты экспериментального и теоретического изучения нелинейных процессов в бесстолкновительной плазме в приложении к физике гелиосферной плазмы. Основное внимание уделено магнитозвуковым ударным волнам, квазинейтральным токовым слоям и серфотронному ускорению ионов. Последовательно рассмотрены закономерности формирования и эволюции плазменных возмущений большой амплитуды, созданных перепадом плотности или магнитного поля, ускорение и нагрев заряженных частиц в плазме, сопровождающие перераспределение потоковой энергии ударной волны и магнитной энергии квазинейтрального токового слоя. Приведено описание современных плазменных установок и приборов плазменной диагностики.

Для научных сотрудников, специалистов по физике плазмы, физике Солнца и геофизике, студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

ISBN 5-8038-0411-8

© Г.Н. Кичигин, Н.А. Строкин, 2007

© Иркутский государственный  
технический университет, 2007

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Список принятых обозначений .....	8
Список принятых сокращений .....	9
Введение .....	10
Глава 1. Нелинейные и ударные волны в плазме. Теория.....	13
1.1. Нелинейные ленгмюровские волны в приближении холодных и неподвижных ионов .....	13
Исходные уравнения .....	15
Профиль потенциала и электрического поля .....	18
Длина волны и частота волн .....	24
1.2. Теория установившихся ленгмюровских волн с учетом движения ионов .....	28
Постановка задачи и исходные уравнения .....	28
Профиль потенциала и электрического поля .....	33
Частота НЛВ .....	40
Приближение неподвижных ионов ( $\theta = 1/\mu = 0$ ) .....	41
Наиболее типичный случай: $\mu \gg 1$ .....	42
Слабо релятивистский случай ( $\beta < 1$ ) .....	43
Релятивистские волны при $\rho \gg 1$ .....	46
Электрон-позитронная плазма ( $\mu = 1$ ) .....	50
Слабо релятивистские волны ( $\beta < 1$ ) .....	51
Релятивистские волны ( $\gamma \gg 1$ ) .....	52
1.3. Пределы применимости теории .....	53
1.4. Ионно-звуковые нелинейные и ударные волны .....	59
Постановка задачи для ламинарной ударной волны .....	61
Методы численных расчетов .....	66
Результаты вычислений .....	67
Солитон в двухпотоковой плазме .....	71
1.5. Магнитозвуковые нелинейные и ударные волны .....	74
Глава 2. Техника лабораторного эксперимента .....	103
2.1. Экспериментальные установки для формирования магнитозвуко- вых ударных волн .....	106
Магнитные зонды .....	112
2.2. Установки для изучения ударных волн в плазме без магнитного поля .....	113

Зонды для измерения электростатического потенциала .....	115
Тройной ленгмюровский зонд .....	116
Одиночные ленгмюровские зонды .....	117
Эмиссионный зонд .....	121
Измерение уровня турбулентности плазмы .....	122
2.3. Анализаторы энергетических спектров частиц .....	129
Измерение распределений протонов по энергии в МЗУВ .....	129
Особенности формирования энергетических спектров частиц в плазме малой плотности .....	134
Дифференциальный электростатический анализатор .....	136
Электростатический энергоанализатор для измерения ионной функции распределения по продольным и поперечным скоростям .....	139
Глава 3. Нелинейные и ударные волны в плазме. Эксперимент .....	145
3.1. Экспериментальные исследования структуры фронта ламинарных бесстолкновительных ударных волн в незамагниченной плазме.	145
Постановка эксперимента .....	145
Результаты эксперимента и их обсуждение .....	146
3.2. Турбулентные ударные волны в незамагниченной плазме .....	150
Установка и методы диагностики .....	151
Экспериментальные результаты. Макроскопические характери- стики ударной волны .....	154
Анализ турбулентности в ударном фронте и возмущенной зоне.	155
Исследование функции распределения ионов в турбулентной области .....	157
Обсуждение результатов .....	160
Заключение .....	164
3.3. Экспериментальное исследование магнитозвуковых ударных волн .....	166
Динамика токовых слоев .....	167
Энергетический спектр ионов .....	171
Сравнение с данными спутниковых измерений .....	176
Роль отраженных ионов в формировании структуры МЗУВ .....	180
О тонкой структуре отражения и рассеяния ионов .....	181
Численный эксперимент. Закономерности отражения ионов в	

МЗУВ .....	188
Определение траекторий ионов .....	190
Результаты численного эксперимента .....	193
Эксперимент по изучению релаксации отраженного пучка и генерации горячих электронов .....	199
Техника эксперимента .....	200
Отражение и релаксация ионного пучка .....	202
Динамика потенциала и электронного тока .....	207
Обсуждение результатов. Формирование спектров ионов .....	210
Обсуждение результатов. Ускорение электронов .....	211
Структура ударной волны .....	213
Приложения результатов эксперимента .....	215
3.4. Эксперименты по исследованию модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний .....	218
Постановка эксперимента и методы диагностики .....	219
Результаты эксперимента, их обсуждение и выводы .....	221
Глава 4. Квазинейтральный токовый слой .....	226
4.1. Ускорение ионов в квазинейтральном токовом слое. Обзор экспериментальных результатов .....	247
4.2. Лабораторный эксперимент .....	259
Радиальные измерения .....	265
Измерения под углом $45^\circ$ .....	269
Продольные измерения ( $90^\circ$ ) .....	273
Ускорение ионов в лаборатории и в солнечных вспышках .....	276
Глава 5. Серфотронный механизм ускорения частиц в плазме .....	281
5.1. Серфинг в нелинейной ленгмюровской волне .....	283
Постановка задачи и исходные уравнения .....	284
Волна с малой амплитудой потенциала ( $\psi_A \ll 1$ ) .....	286
Волна большой амплитуды ( $\psi_A \gg 1$ ) .....	290
Серфинг в мощной плазменной волне .....	291
5.2. Серфотронное ускорение частиц в магнитозвуковых ударных волнах. Теория .....	294
Околосветовая ударная волна .....	294
Структура потенциала и электрического поля .....	295

Функция распределения ионов по энергии .....	398
Колебания и волны в окрестности ударного фронта .....	299
Сводка основных свойств МЗУВ .....	301
Расчет траекторий и энергии ионов при серфинге во фронте МЗУВ.....	302
Постановка задачи .....	302
Строго перпендикулярная МЗУВ .....	304
Динамика частиц во фронте. Условия захвата .....	308
Методика вычислений на ЭВМ. Безразмерные параметры задачи .....	311
Определение числа захваченных, пролетных и однократно отраженных частиц.....	312
Условия выхода ионов из захвата. Оценка числа ускоренных частиц .....	314
Результаты расчетов и их обсуждение .....	317
Об ускорении примесных ионов .....	320
Оценки энергии протонов, ускоренных во МЗУВ на Солнце и других звездах .....	324
Косая МЗУВ .....	330
МЗУВ с произвольными значениями углов $\alpha$ , $\varphi$ и $\vartheta$ .....	333
Обсуждение .....	335
5.3. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме.....	337
Условия, необходимые для реализации серфотронного ускорения в Галактике .....	341
Расчет числа частиц, захваченных волной .....	343
Возможные причины ограничения энергии частиц .....	345
Потери энергии на излучение частиц в процессе серфинга .....	348
Оценки энергии частиц, полученной ими при серфинге .....	352
5.4. Серфотронное ускорение протонов в МЗУВ. Эксперимент .....	357
Анализ механизма ускорения .....	360
5.5. Серфотронное ускорение протонов в квазинейтральном токовом слое. Эксперимент.....	363
Обсуждение результатов .....	366

Сравнение с данными спутниковых измерений в геомагнитном хвосте.....	370
Библиографический список .....	377

## СПИСОК ПРИНЯТЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $c$  - скорость света  
 $\omega$  - круговая частота  
 $\mathbf{k}$  - волновое число, волновой вектор  
 $\lambda$  - длина волны  
 $v$  – скорость частицы  
 $E_{\text{отр}}$  – энергия отраженных от фронта волны частиц  
 $v_f$  – фазовая скорость колебаний  
 $v_g$  – групповая скорость колебаний  
 $\mathbf{B}$  - величина, вектор магнитной индукции  
 $e$  – заряд электрона  
 $m$  - масса электрона  
 $M$  – масса протона  
 $M_i$  – масса иона  
 $A = M_i/M$  - атомное число  
 $T_e$  – температура электронов  
 $T_i$  – температура ионов  
 $n_e$  – плотность электронов  
 $n_i$  – плотность ионов  
 $v_{Te} = \sqrt{2T_e / m}$  - тепловая скорость электронов  
 $v_{Ti} = \sqrt{2T_i / M}$  - тепловая скорость ионов  
 $C_S = \sqrt{T_e / M}$  - скорость ионного звука  
 $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_i q^2 / M}$  - ионная плазменная частота  
 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m}$  - электронная плазменная частота  
 $\omega_{ci} = eB/(Mc)$  – ионная циклотронная частота  
 $\omega_{ce} = eB/(mc)$  – электронная циклотронная частота  
 $\lambda_D = v_{Te}/\omega_{pe} = (T_e/4\pi e^2 n_0)^{1/2}$  - дебаевский радиус экранирования  
 $q$  – заряд иона  
 $Z = q/e$  - зарядовое число  
 $U$  - потоковая скорость; скорость движения волны, ударной волны  
 $\rho_i = (eB)/(Mc)$  – ларморовский радиус ионов  
 $\Lambda = d_e/(e^2/mv^2)$  - кулоновский логарифм  
 $\sigma$  - электрическая проводимость плазмы  
 $\eta = 1/(\mu_0\sigma)$  – коэффициент магнитной диффузии  
 $L$  – характерный размер системы  
 $B_0$  – величина индукции начального (невозмущенного) магнитного поля  
 $n_0$  – начальная (невозмущенная) концентрация плазмы  
 $n$  – концентрация плазмы  
 $V_A = B_0(4\pi Mn_0)^{-1/2}$  – альфвеновская скорость  
 $M_A = U/V_A$  – число Маха-Альфвена  
 $M_S = U/C_S$  – ионно-звуковое число Маха



$$M_3 = \frac{U}{\sqrt{2\gamma RT_0}} - \text{звуковое число Маха}$$

$Re_m = LV_A/\eta$  - магнитное число Рейнольдса

$\Phi$  - зарядное, анализирующее электрическое напряжение

$\theta_{Bn}$  - угол между невозмущенным магнитным полем  $\mathbf{B}_0$  и нормалью  $\mathbf{n}$  к плоскости фронта МЗУВ

$\nu_{eff}$  - эффективная частота столкновений

$P$  - тепловое давление плазмы

$p$  - импульс частицы

$\gamma$  - инкремент роста амплитуды колебаний (неустойчивости)

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  - релятивистский фактор

$\omega_{LH} = (\omega_{ce}\omega_{ci})^{1/2}$  - нижнегибридная частота колебаний плазмы

$V_0$  - скорость пучка (потока) частиц

$e\phi_2$  - величина скачка электростатического потенциала во фронте МЗУВ

$E$  - энергия частицы; величина напряженности электрического поля

$V_d$  - дрейфовая скорость электронов относительно ионов

$\sigma_{10}$  - сечение резонансной перезарядки

$\beta = (8\pi nT)/B^2$  - отношение теплового давления плазмы к давлению магнитного поля

$\beta = v/c$

$\Delta$  - ширина фронта токового слоя

$\nu_{ei}$  - электрон-ионная частота столкновений

$R \approx 8,32 \cdot 10^7$  Эрг/(моль·град) - универсальная газовая постоянная

$k \approx 1,38 \cdot 10^{-16}$  Эрг/град - постоянная Больцмана

$h \approx 6,63 \cdot 10^{-27}$  Эрг·с - постоянная Планка

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м - магнитная проницаемость свободного пространства

$R_E \approx 6370$  км - радиус Земли

## СПИСОК ПРИНЯТЫХ СОКРАЩЕНИЙ

БМЗ - быстрый магнитный звук

КА - космический аппарат

КЛ - космические лучи

КТС - квазинейтральный токовый слой

ЛСО - лабораторная система отсчета

МЗУВ - магнитозвуковая ударная волна; УВ - ударная волна; ТУВ - турбулентная ударная волна

ММП - межпланетное магнитное поле

НЛВ - нелинейная ленгмюровская волна

ПОПС - пограничная область плазменного слоя

ПС - плазменный слой

СВ - солнечный ветер

СОВ - система отсчета волны

## Введение

К настоящему времени твердо установлено, что основная масса межзвездной среды в Галактике находится в состоянии практически полностью ионизованной плазмы, которую в большинстве случаев можно считать бесстолкновительной. В предлагаемой книге рассматриваются процессы, сопровождающие энергосыделение в бесстолкновительной космической плазме, причем главное внимание уделено основным поставщикам энергии, которая может поглощаться плазмой, – токовым слоям, а также волнам большой амплитуды – нелинейным и ударным волнам (УВ). Наиболее ярким примером бесстолкновительной УВ в гелиосфере является ударный фронт, образующийся при натекании на магнитосферу Земли сверхзвукового потока солнечного ветра (СВ). Примером нейтрального токового слоя в околоземной плазме может служить хвост земной магнитосферы. Токовые слои также являются характерным образованием для фронтов ударных волн, распространяющихся в замагниченной плазме.

Любое достаточно большое выделение энергии в плазме в отсутствие столкновений, как правило, сопровождается следующими явлениями: 1) увеличивается кинетическая энергия хаотически движущихся частиц; этот процесс можно назвать нагревом, 2) появляется малая доля частиц, которые имеют большую энергию, – ускоренные частицы, 3) вследствие развития различных неустойчивостей в плазме возбуждаются колебания и волны, 4) за счет появления быстрых движений проводящей среды усиливаются токи в ней, приводя к нарастанию регулярного магнитного поля в плазме. Учитывая эти типичные явления, космическую плазму условно считают разделенной на четыре составляющие: тепловая часть, вмороженное в плазму магнитное поле, волновой шум, частицы высокой энергии – космические лучи. Самое замечательное свойство космической плазмы состоит в том, что на единицу объема в каждой из этих условных частей приходится примерно одинаковое количество энергии. Сохранение баланса между этими условными частями свидетельствует о том, что в плазме непрерывно идет обмен энергии между ними.

Плазмой, имеющей характерные свойства межзвездной среды, заполнена гелиосфера – среда, окружающая Солнце. Мы подробно остановимся на исследовании токовых слоев, нелинейных и ударных волн в гелиосфере, как наиболее изученных с помощью спутников и космических аппаратов (КА). Основными структурными элементами потока плазмы СВ, формируемыми в процессе

его распространения от Солнца, являются магнитозвуковые ударные волны (МЗУВ) – межпланетные и околоземная, а также плазменные гелиосферный и геомагнитный токовые слои, включающие в себя квазинейтральный токовый слой (КТС). Наряду с необходимостью построения полной физической картины МЗУВ и КТС, изучение названных плазменных образований связано с задачами нагрева плазмы и определения степени и характера воздействия МЗУВ и КТС на магнитосферу Земли.

Ударные волны формируются при воздействии на плазму магнитного или плазменного поршня, что происходит, например, в короне и хромосфере Солнца или при обтекании магнитосферы Земли потоком плазмы СВ. Структура и пространственные характеристики фронта МЗУВ определяются коллективным взаимодействием заряженных частиц с электростатическими и электромагнитными колебаниями, причиной которых является неравновесность функций распределения частиц. Плазменная турбулентность определяет диссипацию кинетической энергии МЗУВ и перераспределение ее между электронами и ионами, а внутри одной популяции – перераспределение энергии по спектру. Изменение энергии частиц происходит и под воздействием макроскопических характеристик МЗУВ, в частности, скачка электростатического потенциала во фронте. В направлении поперек фронта МЗУВ влияние потенциала проявляется в торможении налетающего потока и отражении его части; вдоль фронта – в захвате частиц и их резонансном серфотронном ( $\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}$ ) ускорении.

Наиболее типичная причина для образования токовых слоев – это мощные движения плазмы в присутствии магнитных полей, приводящие к созданию больших градиентов магнитного поля в плазме, в частности структуры, образующиеся при соприкосновении движущихся областей плазмы, имеющих магнитные поля противоположного направления – так называемые нейтральные токовые слои. Токовые слои являются наиболее энергоемкими из известных резервуаров магнитной энергии в плазме, способными накапливать ее продолжительное время до большой величины. Процесс же преобразования магнитной энергии в другие виды энергии, в том числе и в кинетическую энергию заряженных частиц происходит гораздо быстрее, чаще всего – взрывным образом. Импульсное энерговыделение вызывается развитием в КТС разрывных (тиринг) электромагнитных неустойчивостей или вынужденным разрушением

КТС. Существенная часть энергии магнитного поля при этом переходит к ионной компоненте плазмы.

Исследование причин формирования неравновесных функций распределения ионов является одной из главных задач физики бесстолкновительных магнитозвуковых ударных волн и квазинейтральных токовых слоев. В процессе эволюции КТС в магнитосфере Земли рождаются геоэффективные всплески энергичных частиц, возбуждающие геомагнитные пульсации. При изучении причин генерации всплесков и их прогноза определяющим становится выяснение механизмов перераспределения потоковой или магнитной энергии, запасенной в плазменных токовых слоях, в энергию ионов и электронов. Проблема эта имеет комплексный характер и ее исследование проводится методами математического и физического моделирования, наземными измерениями «вторичных» характеристик ионосферы и измерениями *in situ* в космическом пространстве.

Содержание данной монографии не претендует на полный обзор излагаемых проблем, тем более, что по данной теме уже есть основательные книги и обзоры [12; 46; 69; 116; 163; 165; 183]. Одна из основных целей предлагаемой монографии – донести до читателей новые результаты, полученные с участием авторов. Наиболее близким к излагаемому нами материалу является содержание монографии [69], рассмотрение проблем в которой ведется только в теоретическом плане. В отличие от этой монографии, мы, наравне с теорией, широко используем экспериментальный материал, полученный с нашим участием. Включение опытных данных авторы обосновывают общепризнанным убеждением в том, что только эксперимент может дать окончательное заключение о праве на жизнь каким-либо теоретическим моделям.

## Глава 1. Нелинейные и ударные волны в плазме. Теория

Принципиальная возможность существования стационарных нелинейных волн ламинарного типа в бесстолкновительной плазме была впервые высказана в работе [214]. Согласно мнению авторов этой работы, можно сконструировать нелинейную волну с любым профилем потенциала, если при этом наложить определенные ограничения на вид функций распределения свободных и захваченных частиц, которые необходимо подобрать таким образом, чтобы они самосогласованно поддерживали выбранный профиль.

Нелинейные волны представляют широкий класс возмущений большой амплитуды в бесстолкновительной среде и их образование возможно благодаря тому, что в отсутствие столкновительной диссипации существенное значение в плазме приобретают дисперсионные эффекты. Именно дисперсионное расплывание может уравновесить нелинейное укручение возмущений большой амплитуды, что и приводит к формированию установившихся нелинейных волн.

Еще более специфическое образование в разреженной плазме – бесстолкновительные ударные волны (УВ), возникающие в результате самосогласованного взаимодействия заряженных частиц и электромагнитных полей в плазме. Теории нелинейных и УВ в плазме без столкновений посвящена эта глава. Мы ограничимся подробным рассмотрением нелинейных волн трех типов: ленгмюровских, ионно-звуковых и магнитозвуковых. Ленгмюровские и ионно-звуковые волны – самый распространенный вид волн в плазме без магнитного поля, а магнитозвуковые волны – наиболее типичные волновые возмущения в замагниченной плазме.

### 1.1. Нелинейные ленгмюровские волны в приближении холодных и неподвижных ионов

Ленгмюровские или плазменные колебания электронов – неотъемлемый атрибут плазмы как среды. Эти колебания возникают при любом воздействии, которое приводит к разделению зарядов в плазме. В отсутствие магнитного поля ленгмюровские колебания электронов являются самой высокочастотной веткой колебаний в плазме и поэтому при их рассмотрении можно пренебречь динамикой ионов, как более тяжелой (по сравнению с электронами) компоненты плазмы. В плазме с плотностью  $n_0$  и в предположении, что ионы

неподвижны, а электроны холодные, частота этих колебаний, имеющих бесконечно малую амплитуду (линейные колебания), равна

$$\omega = \omega_{pe}, \quad (1.1)$$

где  $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$  – электронная плазменная частота ( $e$  и  $m$  – абсолютная величина заряда и масса электронов, соответственно). Из этого соотношения следует, что все гармоники линейных ленгмюровских волн имеют фиксированную частоту, а волновой вектор  $\mathbf{k}$  (или длина волны гармоник) и, следовательно, фазовая скорость  $v_f = \omega / k$  могут принимать значения от нуля до бесконечности. Эти колебания называют продольными, так как возмущенное электрическое поле, волновой вектор  $\mathbf{k}$  и направление колебаний электронов совпадают. Характерное свойство линейных ленгмюровских колебаний в холодной плазме – их локализация, т.е. колебания остаются в той области плазмы, где они возникли.

Если осциллирующие на фоне неподвижных ионов электроны имеют температуру  $T_e$ , то для каждой гармоники плазменной волны с частотой  $\omega$  и волновым числом  $k$  частота определится из дисперсионного соотношения [34]:

$$\omega(k) = \omega_{pe} (1 + 3k^2 d_e^2)^{1/2}, \quad (1.2)$$

здесь  $d_e = (T_e / 4\pi e^2 n_0)^{1/2}$  – электронный дебаевский радиус. Обычно предполагается, что  $k^2 d_e^2 \ll 1$ , т.е.  $\omega \approx \omega_{pe}$ . При этом фазовая скорость волны  $v_f \approx \omega_{pe} / k$  много больше тепловой скорости электронов  $v_{Te} = (T_e / m)^{1/2}$ . Выполнение этого условия обязательно, иначе амплитуда гармоники быстро стремится к нулю вследствие бесстолкновительного затухания Ландау [22; 34]. Групповая скорость колебаний  $v_g = d\omega/dk$  при  $k^2 d_e^2 \ll 1$  много меньше тепловой, но отлична от нуля, что приводит к расплыванию волновых пакетов, образованных гармониками ленгмюровских волн. Таким образом, дисперсионные свойства ленгмюровских волн в плазме с нагретыми электронами таковы, что возникающее высокочастотное возмущение расплзается. Такие дисперсионные свойства ленгмюровских волн приводят к тому, что из достаточно большого возмущения в плазме может образоваться установившаяся нелинейная ленгмюровская волна (НЛВ). Действительно, за счет нелинейности будет происходить укрупнение переднего фронта бегущего возмущения, т.е. появление высших гармоник, однако дисперсия будет препятствовать нелинейному укрупнению и через некоторое время, когда

воздействие на возмущение процессов нелинейного укручения и дисперсии уравниваются, волна большой амплитуды в плазме может трансформироваться в установившуюся нелинейную волну [22]. Такова качественная картина формирования НЛВ. Перейдем к количественному описанию НЛВ.

**Исходные уравнения.** При выполнении условия  $v_f \gg v_{Te}$ , можно считать плазму холодной, что мы и будем предполагать в дальнейшем. Рассмотрим одномерную задачу, считая, что все величины зависят только от координаты  $x$ . Динамику холодных электронов на фоне неподвижных ионов будем описывать в гидродинамическом приближении с помощью уравнений движения электронов, уравнений Максвелла для электрического поля и уравнения непрерывности для электронной жидкости в отсутствие магнитного поля [34]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_0 - n), \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} = -eE = e \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi e(nv) = 0. \quad (1.6)$$

Здесь  $E$ ,  $\varphi$  – электрическое поле и потенциал,  $n_0$  – плотность ионов,  $n$ ,  $v$ ,  $p$  – плотность, скорость и импульс электронов, соответственно. Для импульса электронов используется релятивистская формула:  $p = mv\gamma_e$ , где  $\gamma_e = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$ ,  $\beta_e = v/c$ ,  $m$  – масса покоя электрона ( $c$  – скорость света). В нерелятивистском приближении из системы уравнений (1.3) - (1.6) можно получить одно уравнение для скорости частиц [34]:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2 v = 0,$$

из которого следует замечательный результат – в нерелятивистском случае частота ленгмюровских колебаний, как линейных, так и нелинейных не зависит от амплитуды колебаний и определяется соотношением (1.1). Далее мы подробно рассмотрим стационарные ленгмюровские волны большой амплитуды.

Основополагающие результаты при исследовании нелинейных волн в стационарном случае были получены в работах [35-37], где рассматривались установившиеся одномерные волны в безграничной плазме, состоящей из электронов, которые считались холодными, и ионов, которые предполагались бесконечно тяжелыми и неподвижными. Позднее аналогичные результаты для ленгмюровских волн были независимо получены в работе [221]. В работах [36; 37; 221] для НЛВ получены формулы, из которых следует, что амплитуда электрического поля и частота волн являются функцией предельной скорости электронов в волне, причем величина этой скорости не определена, так как является неизвестной постоянной, и по этой причине полученные в работах [36; 37; 221] результаты фактически не дают полной информации о свойствах волн. В данном разделе, используя исходные уравнения работ [36; 37; 221], мы найдем все характеристики волн. Покажем, что профиль и амплитуда потенциала, длина волны и частота НЛВ зависят от двух параметров: 1) фазовая скорость, 2) амплитуда электрического поля волн.

Так же, как и в работах [36; 37; 221], рассмотрим плазму с холодными электронами и неподвижными ионами одного сорта в отсутствие внешнего магнитного поля. Для одномерной задачи предположим, что волна распространяется в направлении оси  $Ox$  со скоростью  $U$ . В такой постановке все переменные зависят от координаты  $x$  и времени  $t$ . Для решения поставленной задачи мы, также, как и [36; 37; 221], используем уравнения (1.3)-(1.6), к которым присоединим еще уравнение для полной энергии электрона  $mc^2\gamma_e$ :

$$mc^2\left(\frac{\partial}{\partial t}\gamma_e + v\frac{\partial}{\partial x}\gamma_e\right) = -eEv. \quad (1.7)$$

Перейдем в уравнениях (1.3)-(1.7) к новым безразмерным переменным  $\xi = (x - Ut)\omega_{pe}/c$ ,  $\psi = e\phi/(mc^2)$ . После такого перехода все переменные задачи будут функцией только переменной  $\xi$ . Используя следующее из (1.4) соотношение  $n_0U = n(U - v)$ , из уравнений (1.3), (1.5)-(1.7) получим законы сохранения:

$$E^2 + 8\pi n_0 mc^2(\gamma_e - 1) = E_0^2, \quad (1.8)$$

$$\gamma_e - 1 = \beta\beta_e\gamma_e + \psi. \quad (1.9)$$

Здесь  $\beta = U/c$ ,  $E_0$  – амплитуда электрического поля, которую принимает



поле волны в точках, где  $n = n_0$ ,  $v = 0$ ,  $\gamma_e = 1$ ,  $\psi = 0$ . Закон сохранения (1.8) совпадает с тем, который получен в работах [36; 37; 221]. Соотношение (1.9), в котором фигурирует потенциал волн, по непонятным причинам не было учтено в работах [36; 37; 221], а ведь именно оно позволяет решить задачу до конца, как это показано ниже.

Подставим в соотношение (1.8) величину  $\gamma_e$ , выраженную с помощью (1.9) через потенциал  $\psi$ , тогда закон сохранения (1.8) можно записать в виде

$$V(\psi, \gamma) = \varepsilon - E^2/2 = \gamma^2(1+\psi) - 1 - \beta\gamma \sqrt{\gamma^2(1+\psi)^2 - 1}, \quad (1.10)$$

где введены обозначения:  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  – параметр, связанный со скоростью волны,  $E = -d\psi/d\xi$  – безразмерная величина электрического поля, параметр  $\varepsilon = E_0^2/2 = (1/2)(d\psi/d\xi)_0^2 = E_0^2/(8\pi n_0 m c^2)$ . Функция  $V(\psi, \gamma)$  играет роль эффективного потенциала для рассматриваемой задачи [22], причем величина  $\varepsilon$  – это энергия воображаемой частицы с массой, равной единице. Обратим внимание на то, что появление в задаче параметра  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  свидетельствует о том, что искомые решения в виде периодических волн потенциала возможны только при условии  $U \leq c$ . Как мы покажем ниже, такие решения существуют и, следовательно, описываемые этими решениями волны должны иметь фазовую скорость не больше скорости света.

Рассматривая аналитическое выражение (1.10) для  $V(\psi, \gamma)$  как функцию  $\psi$ , и считая  $\gamma$  параметром, нетрудно видеть, что функция  $V(\psi, \gamma)$  определена в ограниченной области значений переменной  $\psi$ , а именно на отрезке  $-(1 - 1/\gamma) \leq \psi \leq \infty$ . Обозначим отрицательное граничное значение переменной  $\psi$  через  $\psi_-^* = -(1 - 1/\gamma)$ . Из (1.10) нетрудно видеть, что при  $\psi = \psi_-^*$  величина  $\varepsilon$  имеет максимальное значение:  $\varepsilon_m = \gamma - 1$ . Отсюда следует общепринятый результат (см., например, обзор [39] и приведенные в нем ссылки): при заданной фазовой скорости волны, т.е. при заданной величине параметра  $\gamma$ , решение рассматриваемой задачи существует только для НЛВ, имеющих амплитуду электрического поля меньше или равной предельной величине  $E_m = [8\pi n_0 m c^2(\gamma - 1)]^{1/2}$ . Как известно [22], НЛВ формируется в результате конкуренции нелинейного укрупнения и дисперсионного расплывания некоторого начального возмущения, поэтому существование предельной амплитуды можно объяснить тем, что при амплитуде волны,

больше предельной  $E_m$ , дисперсия не может остановить нелинейное укрупнение и волна «опрокидывается». В связи с этим величину  $E_m$  часто называют релятивистским полем опрокидывания. Для того чтобы отразить тот факт, что величина амплитуды электрического поля  $E_0$  для заданной величины  $U$  (или  $\gamma$ ) не может быть больше  $E_m$ , представим параметр  $\varepsilon$  в виде  $\varepsilon = E_0^2 / (8\pi n_0 m c^2) = \delta(\gamma - 1)$ , где  $\delta = \varepsilon / \varepsilon_m = (E_0 / E_m)^2 \leq 1$ .

Прежде чем двигаться дальше, определимся с терминологией, которая будет использована нами и которая связана с величиной параметров  $\beta$  и  $\gamma$ . Под «нерелятивистским приближением» мы будем подразумевать случай, когда  $\beta = 0$ ,  $\gamma = 1$ . Когда скорость волны такова, что  $\beta \ll 1$ ,  $\gamma < 2$  мы будем говорить о «слабом релятивизме», а случай  $\beta \approx 1$ ,  $\gamma \gg 1$  мы будем называть релятивистским.

**Профиль потенциала и электрического поля.** Из качественного рассмотрения, основанного на представлении о движении частицы в поле эффективного потенциала  $V(\psi, \gamma)$ , определяемого соотношением (1.10), следует, что профиль потенциала волны – это периодическая структура, имеющая положительный размах потенциала  $\psi_+$  и отрицательный –  $\psi_-$ , величины которых определяются из уравнения  $\varepsilon - V(\psi, \gamma) = 0$ :

$$\psi_+ = \varepsilon + \beta \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon}, \quad \psi_- = \varepsilon - \beta \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon}. \quad (1.11)$$

Определим амплитуды  $\psi_+$ ,  $\psi_-$  при различных значениях параметров  $\delta$  и  $\gamma$ . Для НЛВ при  $\delta = 1$ , т.е. для волн, имеющих предельную величину электрического поля  $\varepsilon = \varepsilon_m = \gamma - 1$ , размах колебаний потенциала определяется формулами

$$\psi_-^* = 1/\gamma - 1, \quad \psi_+^* = 2\gamma - 1/\gamma - 1. \quad (1.12)$$

Из (1.12) следует, что для волн с релятивистским фактором  $\gamma \gg 1$ , амплитуды  $\psi_-^* \approx -1$ ,  $\psi_+^* \approx 2\gamma$ , т.е. для релятивистских волн с предельной амплитудой электрического поля отрицательный размах колебаний потенциала  $\psi_-^*$  примерно постоянен и по модулю чуть меньше единицы, а амплитуда положительного размаха  $\psi_+^*$  линейно растет с увеличением  $\gamma$ . Для волн,

распространяющихся с малой скоростью, т.е. при  $\beta \ll 1$ ,  $\gamma \approx 1$  из (1.12) получим:

$$\psi_+^* \approx 3\beta^2/2, \quad \psi_-^* \approx -\beta^2/2. \quad (1.13)$$

В предельном случае, когда параметр  $\varepsilon$  бесконечно мал, т.е. для малых колебаний в яме, из (1.11) получим  $\psi_+ \approx \beta\sqrt{2\varepsilon} + \varepsilon$ ,  $\psi_- \approx -\beta\sqrt{2\varepsilon} + \varepsilon$ . Отсюда для волн, движущихся с малой скоростью ( $\beta \ll 1$ ) и имеющих амплитуду, близкую к предельной ( $\delta \approx 1$ ), и, следовательно, для малых величин параметра  $\varepsilon \approx \beta^2/2 \ll 1$  амплитуды  $\psi_+$ ,  $\psi_-$  выражаются формулами (1.13). Для волн же, движущихся с релятивистскими скоростями ( $\beta \approx 1$ ), но имеющих бесконечно малую амплитуду ( $\delta \ll 1$ ) при  $\varepsilon \ll 1$ , отрицательная и положительная амплитуды колебаний потенциала приблизительно равны:

$$\psi_- \approx -\psi_+ \approx \sqrt{2\varepsilon}. \quad (1.14)$$

Амплитуды  $\psi_+$ ,  $\psi_-$  равны и в случае, когда  $\varepsilon \ll 1$ ,  $\delta \ll 1$ ,  $\beta \ll 1$ :

$$\psi_- \approx -\psi_+ \approx \sqrt{\delta} \cdot \beta^2. \quad (1.15)$$

Для величины параметра  $\varepsilon \approx 1$  из (1.11) получим:

$$\psi_+ \approx 1 + \beta\sqrt{3}, \quad \psi_- \approx 1 - \beta\sqrt{3}.$$

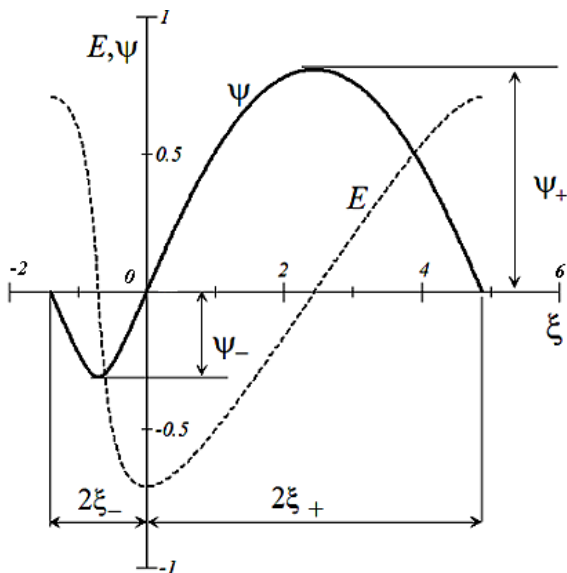
Теперь рассмотрим наиболее интересный для практических приложений случай, когда параметр  $\varepsilon$  велик:  $\varepsilon \gg 1$ . Так как  $\varepsilon = \delta(\gamma - 1)$ , а  $\delta \leq 1$ , то условие  $\varepsilon \gg 1$  означает, что  $\gamma \gg 1$ ,  $\beta \approx 1$ ,  $\delta\gamma \gg 1$ , следовательно, из (1.11) получим:

$$\psi_+ \approx 2\varepsilon, \quad \psi_- \approx \psi_-^* \approx -1. \quad (1.16)$$

Мы видим, что при  $\varepsilon \gg 1$  отношение амплитуд  $\psi_+ / |\psi_-| \approx 2\varepsilon$ , т.е. положительный размах колебаний потенциала по величине существенно больше отрицательного.

Из проведенного выше анализа соотношений между амплитудами  $\psi_+$  и  $|\psi_-|$  мы отметим следующую особенность: волны, для которых  $\varepsilon > 1$ , а также волны с предельной амплитудой электрического поля ( $\delta = 1$ ) имеют величину положительного размаха колебаний  $\psi_+$  всегда больше величины  $|\psi_-|$ .

Перейдем к исследованию профиля НЛВ. На рис. 1.1 для иллюстрации приведена зависимость от координаты потенциала и электрического поля НЛВ, полученная из численных расчетов для  $\varepsilon = 0,25$  ( $\gamma = 1,5$ ,  $\delta = 0,5$ ) и построенная на пространственном отрезке, равном одной длине волны. Зависимость потенциала от координаты найдена путем численного решения методом Рунге-Кутты дифференциального уравнения  $d\psi/d\xi = \sqrt{2[\varepsilon - V(\psi, \gamma)]}$ , которое следует из (1.10). Из рис. 1.1 следует, что профиль волны имеет сугубо нелинейную форму, хотя по отдельности положительная и отрицательная части потенциала симметричны относительно максимума потенциала. Видно, что даже при умеренных значениях величины  $\varepsilon$  амплитуды  $\psi_+$  и  $|\psi_-|$ , а также пространственные масштабы  $\xi_+$ ,  $\xi_-$  заметно различаются. Для  $\varepsilon > 1$  с



увеличением  $\varepsilon$  эти различия существенно возрастают.

Рис. 1.1. Профиль потенциала и электрического поля волны для параметров:  $\delta = 0,5$ ,  $\gamma = 1,5$  ( $\varepsilon = 0,25$ )

Далее мы попытаемся найти зависимость потенциала волн от

координаты аналитически из соотношения

$$\xi = \int \frac{d\psi}{\sqrt{2[\varepsilon - V(\psi, \gamma)]}}, \quad (1.17)$$

полученного с помощью формулы (1.10). Из (1.17) видно, что зависимость  $\psi = \psi(\xi)$  можно установить, если вычислить или оценить входящий в (1.17) неопределенный интеграл. Мы попробуем это сделать в разных предельных случаях.

Сначала рассмотрим колебания плазмы с амплитудой, много меньшей предельной ( $\delta \ll 1$ ), при  $\varepsilon \ll 1$ . Учитывая справедливые в этом случае формулы (1.14) - (1.15), будем считать, что  $|\psi| < \beta < 1$ . Представляя  $V(\psi, \gamma)$  в

виде  $V(\psi, \gamma) = \gamma^2(\psi + \beta^2 - \beta^2 \sqrt{1 + 2\psi/\beta^2 + \psi^2/\beta^2})$  и заменяя радикал степенным рядом, члены которого содержат величину  $\psi/\beta < 1$ , получим с точностью до квадратичных членов:

$$V(\psi, \gamma) \approx \psi^2/(2\beta^2). \quad (1.18)$$

С учетом (1.18), из формулы (1.17) в этом случае следует результат  $\xi = const + \beta \arcsin[\psi/(\beta\sqrt{2\varepsilon})]$ , откуда видно, что на пространственном размере, равном длине волны, профиль волны синусоидальный:

$$\psi(\xi) = \beta\sqrt{2\varepsilon} \sin(\xi/\beta) \quad (1.19)$$

(в формуле (1.19) мы положили, что потенциал  $\psi = 0$  в точке  $\xi = 0$ ).

В случае больших значений параметра  $\varepsilon$  ( $\varepsilon \gg 1$ ) амплитуды  $\psi_+$ ,  $|\psi_-|$  сильно различаются по величине, поэтому профили положительного и отрицательного размахов потенциала рассмотрим отдельно. Так как положительный и отрицательный профили симметричны относительно максимума потенциала, то везде ниже мы будем полагать, что  $\psi = |\psi_{\max}|$  при значении координаты  $\xi = 0$ . Найдем сначала профиль потенциала волн при  $\psi > 0$ . Так как амплитуда положительного скачка в этом случае велика:  $\psi_+ = 2\varepsilon \gg 1$ , будем искать зависимость потенциала от координаты, полагая  $\psi > 1$ . Считая, что  $(1+\psi) \gg 1/\gamma^2$ , в формуле (1.10) для функции  $V(\psi, \gamma)$  представим радикал в виде степенного ряда, в результате чего получим  $V(\psi, \gamma) \approx \psi/2$ . Подставим эту зависимость для  $V(\psi, \gamma)$  при  $\psi > 0$  в формулу (1.17) и после интегрирования придем к результату:  $\xi = 2\sqrt{2\varepsilon - \psi}$ , откуда следует, что  $\psi = 2\varepsilon - \xi^2/4$ . Следовательно, электрическое поле в этом случае линейно зависит от координаты:  $E = -\xi/2$ . Введем обозначение для пространственной длины  $\xi_+ = 2\sqrt{2\varepsilon}$ , на которой потенциал изменяется от нуля до амплитудного значения  $\psi_+$  (как видно из приведенной ниже формулы (1.24) для длины волны  $\lambda$ , при  $\varepsilon \gg 1$  величина  $2\xi_+$  приближенно равна длине волны, обезразмеренной на величину  $U/\omega_{pe}$ :  $2\xi_+ \approx \lambda/(U/\omega_{pe})$ ). Если обе части выражения  $\psi = 2\varepsilon - \xi^2/4$  поделить на  $\psi_+ = 2\varepsilon$  и ввести

обозначения  $Y = \psi/\psi_+$ ,  $\tau = \xi/\xi_+$ , то получим универсальное соотношение между новыми переменными для потенциала  $Y$  и координаты  $\tau$ :

$$Y = 1 - \tau^2. \quad (1.20)$$

Итак, для  $\varepsilon \gg 1$  мы получили параболическую зависимость положительной части потенциала от координаты.

Найдем зависимость от координаты отрицательной части потенциала волн для  $\varepsilon \gg 1$ . При  $\psi < 0$ , абсолютное значение потенциала  $|\psi| < \beta \leq 1$ , поэтому можно в этом случае воспользоваться для функции  $V(\psi, \gamma)$  выражением (1.18) и тогда из (1.17) получим  $\xi = \beta \arcsin[\psi/(\beta\sqrt{2\varepsilon})] + const$ . Так как  $\beta \approx 1$  и  $\psi/\sqrt{2\varepsilon} \ll 1$ , следовательно,  $\xi \approx \psi/\sqrt{2\varepsilon} + const$ . Обозначив пространственный размер  $\xi_- = 1/\sqrt{2\varepsilon}$ , на котором потенциал изменяется от нуля до амплитудного значения и, полагая согласно формуле (1.12)  $\psi_- \approx \psi_-^* \approx -1$ , получим, что при  $\varepsilon \gg 1$  отрицательная часть потенциала волны имеет пилообразную зависимость от координаты:

$$\psi \approx \psi_-(1 - |\xi|/\xi_-), \quad (1.21)$$

а электрическое поле, следовательно, имеет прямоугольную форму. Мы видим, что для  $\varepsilon \gg 1$  размер  $\xi_-$  очень мал, а отношение пространственных масштабов  $\xi_+/\xi_-$  велико:  $\xi_+/\xi_- \approx 2\psi_+/|\psi_-| \approx 4\varepsilon$  (наглядное представление о величинах  $\psi_+$ ,  $\psi_-$ ,  $\xi_+$ ,  $\xi_-$  дает рис. 1.1).

Зависимости (1.19)-(1.21) подтверждаются численными расчетами. На рис. 1.2 приведены графики, иллюстрирующие зависимость профиля релятивистской волны от параметра  $\delta$  при постоянном значении параметра  $\gamma = 10$ . Из рис. 1.2 видно, что, несмотря на релятивистскую скорость движения, при малой амплитуде волны ( $\delta < 10^{-5}$ ,  $\varepsilon < 10^{-4}$ ) профиль волны синусоидальный, в согласии с формулой (1.19). Рис. 1.2 также иллюстрирует общий вывод, который следует из численных расчетов положительной части профиля потенциала: при  $\varepsilon > 1$  профиль параболический, т.е. определяется формулой (1.20), а при значениях  $\varepsilon \ll 1$ ,  $\delta \ll 1$  профиль волны близок к косинусоидальному. В интервале  $1 > \varepsilon > 10^{-4}$  все кривые, отображающие графики положительного потенциала, лежат между графиками косинуса и параболы.

Любопытно отметить тот факт (рис. 1.2), что визуально парабола и косинус мало отличаются. Это связано с тем, что в действительности на отрезке  $-1 \leq x \leq 1$  значения функций  $f_1 = 1 - x^2$  и  $f_2 = \text{Cos}(\pi x/2)$  отличаются друг от друга не более чем на 6%.

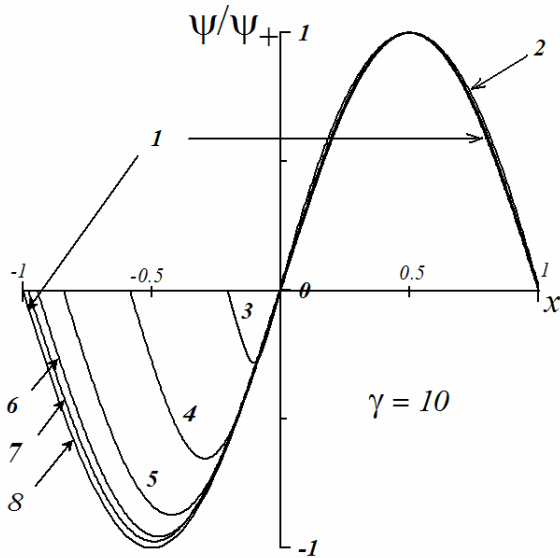


Рис. 1.2. Профиль потенциала в зависимости от величины  $\delta$  при  $\gamma = 10$ . Координата по оси абсцисс  $x = \xi / (2\xi_+)$ . Кривая 1 – график синусоиды  $y_1 = \text{Sin}(\pi x)$ ; 2 – график параболы  $y_2 = 1 - (2x - 1)^2$  (на отрезке  $0 < x < 1$ ). Остальные кривые соответствуют различным значениям величины параметра  $\delta$ : 3 –  $10^{-1}$ ; 4 –  $10^{-2}$ ; 5 –  $10^{-3}$ ; 6 –  $10^{-4}$ ; 7 –  $10^{-5}$ ; 8 –  $\delta < 10^{-5}$

На рис. 1.3 представлена зависимость от параметра  $\delta$  формы профиля волны, движущейся с малой скоростью ( $\beta = 0,01$ ). В этом случае, напротив, несмотря на малую скорость движения волны, при приближении амплитуды волны к предельно возможной профиль сильно отличается от синусоидального (кривая 2). На рис. 1.4 приведена зависимость формы отрицательной части потенциала от параметров  $\varepsilon$  и  $\delta$ . Как следует из численных расчетов, представленных на рис. 1.4, профиль отрицательной части потенциала при  $\delta < 0,1$ ,  $\varepsilon < 10^{-3}$  косинусоидальный, а при  $\varepsilon > 10$  принимает треугольную форму, т.е. описывается формулой (1.21). В интервале  $10^{-3} < \varepsilon < 10$  все зависимости потенциала от координаты ложатся между кривыми, отображающими графики косинуса и пилы. Итак, форма профиля потенциала НЛВ при амплитудах поля много меньше предельной ( $\delta < 10^{-4}/\gamma$ ) определяется формулой (1.19), т.е. профиль волны гармонический. Таким образом, мы приходим к следующим общим выводам: 1) форма профиля отрицательной части потенциала НЛВ – это либо косинус, либо пила, либо кривые, лежащие между ними, 2) форма положительной части – преимущественно косинус и парабола, визуально мало различимые на пространственном отрезке  $2\xi_+$ .

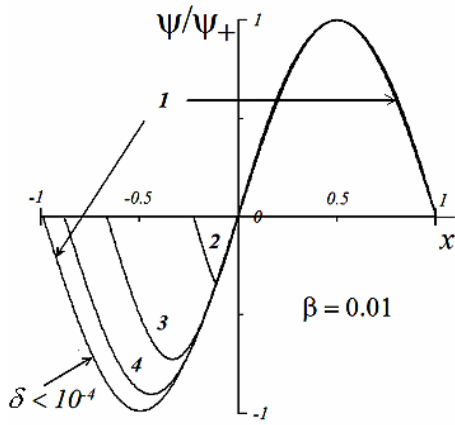


Рис. 1.3. То же, что на рис. 1.2, для волны, движущейся с постоянной, но с малой скоростью ( $\beta = 0,01$ ). Кривая 1 – график синусоиды  $y = \text{Sin}(\pi x)$ ; 2 –  $\delta = 1,0$ ; 3 –  $\delta = 10^{-1}$ ; 4 –  $\delta = 10^{-2}$

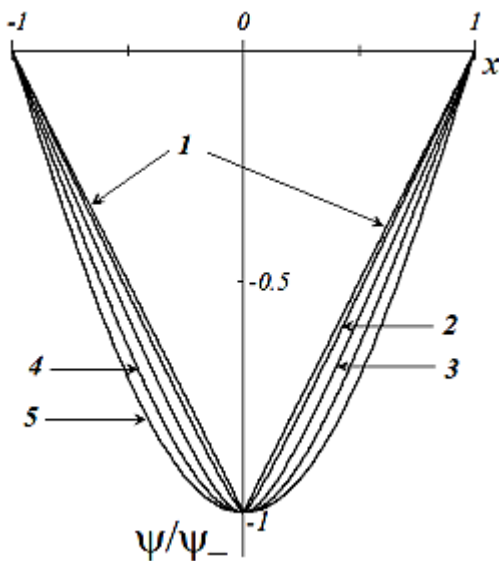


Рис. 1.4. Профиль отрицательной части потенциала волны. Координата по оси абсцисс  $x = (\xi / \xi_-)$ . Кривая 1 – график «пилы»  $y_1 = |x| - 1$ . Кривые 2-4 соответствуют различным наборам параметров  $\delta$  и  $\gamma$ . Кривая 2 –  $\delta = 1, \gamma = 11$ ; 3 –  $\delta = 0,5, \gamma = 7$ ; 4 –  $\delta = 0,5, \gamma = 1,02$ ; 5 – график косинуса  $y_2 = -\text{Cos}(\pi x / 2)$  и расчетные профили потенциала при  $\delta < 0,1, \gamma < 1,01$

**Длина волны и частота волн.** Для рассматриваемых нами НЛВ мы подробно рассмотрим зависимость частоты волн от параметров  $\delta$  и  $\gamma$ . Если частота волны  $\omega$  известна, то длину волны  $\lambda$  легко найти, так как  $\lambda$  и  $\omega$  связаны простым соотношением  $\lambda = 2\pi U / \omega$ . С помощью (1.10) для частоты волны получим формулу  $\omega = \omega(\varepsilon) = \omega_{pe} \pi \beta \sqrt{2} / J(\varepsilon, \gamma)$ , где  $J(\varepsilon, \gamma)$  – это интеграл

$$J(\varepsilon, \gamma) = \int_{\psi_-}^{\psi_+} \frac{d\psi}{\sqrt{\varepsilon - V(\psi, \gamma)}}, \text{ в котором функция } V(\psi, \gamma) \text{ определяется формулой}$$

(1.10), а величины потенциалов  $\psi_-, \psi_+$  – формулами (1.11). С помощью эйлеровой подстановки  $\sqrt{\gamma^2(1+\psi)^2 - 1} = x^2 - \gamma(1+\psi)$  интеграл  $J(\varepsilon, \gamma)$  можно

$$\text{привести к виду } J(\varepsilon, \gamma) = \frac{\sqrt{2}}{\gamma \sqrt{\gamma(1-\beta)}} \int_b^a \frac{(x^2 - x^{-2}) dx}{\sqrt{(a^2 - x^2)(x^2 - b^2)}}, \text{ где пределы}$$

интегрирования определяются из формул



$$a^2 = \gamma(1+\beta)(1+\varepsilon+\sqrt{\varepsilon^2+2\varepsilon}), \quad b^2 = \gamma(1+\beta)(1+\varepsilon-\sqrt{\varepsilon^2+2\varepsilon}).$$

$J(\varepsilon, \gamma)$  выражается через полный эллиптический интеграл второго рода  $E(k)$ :  
 $J(\varepsilon, \gamma) = 2\sqrt{2} a\beta[\gamma(1-\beta)]^{1/2} E(k)$ , где  $k = [1 - (1+\varepsilon-\sqrt{\varepsilon^2+2\varepsilon})^2]^{1/2}$ ,  $\varepsilon = \delta(\gamma-1)$ .  
 Таким образом, для частоты НЛВ получим формулу:

$$\omega(\delta, \gamma) = \omega_{pe} [1 + \delta(\gamma-1) - \sqrt{\delta^2(\gamma-1)^2 + 2\delta(\gamma-1)}]^{1/2} (\pi/2) / E(k). \quad (1.22)$$

Величина эллиптического интеграла  $E(k)$ , входящего в формулу (1.22), изменяется в пределах от  $\pi/2$  до 1, поэтому влияние  $E(k)$  на величину  $\omega(\delta, \gamma)$  не столь существенно. Из достаточно простой формулы (1.22) следует очень важный вывод: частота НЛВ контролируется двумя независимыми параметрами –  $\delta = (E_0/E_m)^2$  и  $\gamma = (1 - U^2/c^2)^{-1/2}$ , первый из которых определяется квадратом отношения амплитуды электрического поля волны к предельно возможной, а второй – скоростью волны  $U$ .

Из формулы (1.22) для нерелятивистских волн следует результат, впервые полученный в работе [35]: частота волн не зависит ни от скорости, ни от амплитуды. Частота слаборелятивистских и релятивистских НЛВ всегда меньше плазменной частоты  $\omega_{pe}$  и уменьшается как с ростом скорости, так и с ростом амплитуды волн.

Если следить за зависимостью частоты волн от скорости, то для волн, распространяющихся с малыми скоростями ( $\beta \ll 1$ ), из (1.22) получим  $\omega(\delta, \beta) \approx \omega_{pe} (1 - 3\delta\beta^2/16)$ . Как видим, частота волн в этом случае мало отличается от  $\omega_{pe}$ , а длина волны  $\lambda \approx 2\pi U/\omega_{pe}$ . С увеличением скорости волн, но при условии  $\delta(\gamma-1) \leq 1$ , частота  $\omega$  остается близкой к  $\omega_{pe}$ . Неравенство  $\delta(\gamma-1) \leq 1$  можно записать как  $(\gamma-1) \leq 1/\delta$ . Из последнего соотношения видно, что для волн с предельно возможной амплитудой, т.е. при  $\delta = 1$ , неравенство справедливо, пока параметр  $\gamma \leq 2$ . Если же  $\delta \ll 1$ , то неравенство удовлетворяется при  $\gamma \gg 1$ . Отсюда следует интересный вывод: частота плазменных волн близка к частоте линейных колебаний в плазме  $\omega_{pe}$  не только для волн, имеющих малую скорость ( $\beta \ll 1$ ), но и для волн, движущихся с околосветовыми скоростями, но бесконечно малой (по сравнению с предельной) амплитудой электрического поля. Как мы видели

выше (формула (1.19) и рис. 1.2), профиль волны в этом случае близок к синусоидальному.

Когда величина  $\varepsilon = \delta(\gamma - 1)$  становится больше единицы, значение эллиптического интеграла  $E(k)$  мало отличается от единицы. Для релятивистских волн, когда параметр  $\delta$  не слишком мал, так что произведение  $\delta\gamma \gg 1$ , частота определится выражением:

$$\omega(\delta, \gamma) \approx \omega_{pe} \pi / (2\sqrt{2\varepsilon}) \approx \omega_{pe} \pi / (2\sqrt{2\gamma\delta}), \quad (1.23)$$

а длина волны выразится формулой:

$$\lambda = 4U\sqrt{2\varepsilon} / \omega_{pe}. \quad (1.24)$$

Как мы видим из формулы (1.23), частота в этом случае одинаково зависит от параметров  $\delta$  и  $\gamma$ .

Проследим зависимость частоты ленгмюровских волн от параметра  $\delta$ . Для волн, амплитуда которых равна предельно возможной ( $\delta = 1$ ), получим совсем простую формулу для частоты:

$$\omega(\beta) = \omega_{pe} (\pi/2) [(1 - \beta)/(1 + \beta)]^{1/4} / E(k),$$

где  $k = [2\beta/(1 + \beta)]^{1/2}$ . В противоположном случае, когда амплитуда волн бесконечно мала по сравнению с предельно возможной, полагая  $\delta \rightarrow 0$  и считая, что величина  $\varepsilon = \delta(\gamma - 1) \ll 1$ , для частоты и пространственного периода ленгмюровских волн получим формулы:  $\omega = \omega_{pe}$ ,  $\lambda = 2\pi U / \omega_{pe}$ . Кроме того, согласно формуле (1.19), в этом случае профиль потенциала волны будет гармоническим. Таким образом, при  $\varepsilon \ll 1$  и  $\delta \rightarrow 0$  как профиль потенциала, так и формулы для  $\omega$  и  $\lambda$  точно такие же, как и в линейной теории для плазменных колебаний в холодной плазме [22; 34]. Однако необходимо отметить, что если в случае линейных плазменных колебаний фазовая скорость  $U$  формально может быть любой – в пределах от нуля и до бесконечности, то для НЛВ бесконечно малой амплитуды их фазовая скорость ограничена скоростью света, а длина волны не может быть больше величины  $2\pi c / \omega_{pe}$ .

Основные выводы, следующие из исследования НЛВ в приближении неподвижных ионов, можно сформулировать следующим образом.

1. Решения в виде периодических ленгмюровских волн в принятых приближениях существуют только при амплитудах электрического поля

меньше предельной величины  $E_m = [8\pi n_0 m c^2 (\gamma - 1)]^{1/2}$ , хорошо известной из литературы (см., например, обзор [39] и приведенные в нем ссылки).

2. Фазовая скорость НЛВ не превышает скорости света в вакууме. В этом отличие точного решения для НЛВ бесконечно малой амплитуды от решений, полученных в линейном приближении для ленгмюровских волн в холодной плазме.

3. Потенциал НЛВ представляет собой периодическую структуру, причем амплитуда положительной части потенциала  $\psi_+$  при  $\varepsilon > 1$  существенно больше амплитуды отрицательной части  $|\psi_-|$  ( $\psi_+ / |\psi_-| \approx 2\varepsilon$ ). Профиль положительной части имеет преимущественно или косинусоидальную, или параболическую зависимость от координаты. Отрицательная часть потенциала имеет либо форму пилы ( $\varepsilon > 10$ ), либо форму косинуса ( $\delta < 0,1, \varepsilon < 10^{-3}$ ), либо форму кривых, лежащих между графиками косинуса и пилы.

4. Частота НЛВ определяется простым аналитическим выражением (формула (1.22)).

## 1.2. Теория установившихся ленгмюровских волн с учетом движения ионов

Оправданность предположения о неподвижности ионов при описании нелинейных волн с большими амплитудами вызывает сомнение. Действительно, из работ, посвященных релятивистским волнам в плазме [135; 176; 275; 276; 288; 292], а также из исследований, связанных со взаимодействием лазерного излучения с плазмой [68; 251; 252], стало ясно, что при достаточно больших амплитудах электрического поля в релятивистских волнах необходимо учитывать движение ионной компоненты плазмы. Влияние динамики ионов на структуру волны рассматривалась в работе [276], в которой для продольных плазменных волн исследована зависимость от параметра  $m$  предельного электрического поля и длины волны при различных значениях релятивистского фактора  $g$ . В работе [68] приведены оценки величин поля лазерного импульса, воздействующего на плазму, при которых необходимо учитывать движение ионов плазмы. В этой же работе с учетом массы ионов найдены зависимости длины волны, амплитуды потенциала и электрического поля кильватерных волн от величины максимального поля в лазерном импульсе.

В данном разделе задача о распространении продольных плазменных волн рассматривается с учетом движения ионов в волне, кроме того, решение мы проводим в системе отсчета, связанной с волной, в которой более понятны физические процессы, происходящие в волне. В остальном поставленная задача рассматривается в тех же предположениях, как и в разделе 1.1.

**Постановка задачи и исходные уравнения.** Мы исследуем волновые движения безграничной холодной плазмы, состоящей из протонов с массой покоя  $M$  и электронов с массой покоя  $m$ . Таким образом, мы при самом общем рассмотрении, включая релятивистский случай, учтем движение ионов. Положим, что внешнее магнитное поле отсутствует. Ограничимся рассмотрением распространяющихся вдоль оси  $Ox$  продольных одномерных волн, которые будем считать установившимися.

В установившейся волне удобно все рассмотрение проводить в системе отсчета волны, в которой решаемая нами задача является стационарной и все

искомые переменные являются функцией только координаты  $x$ . Уравнения, необходимые для решения поставленной задачи, – это уравнения Максвелла, релятивистские уравнения движения и уравнения непрерывности для электронов и ионов.

Будем искать решение этих уравнений в виде периодической знакопеременной волны потенциала. В этом случае на масштабе, равном длине волны  $\lambda$ , в точках, лежащих между максимумом и минимумом потенциала, электрическое поле будет иметь экстремальные значения. Из уравнения Максвелла для электрического поля  $E(x)$

$$\frac{dE(x)}{dx} = 4\pi e[(n_i(x) - n_e(x))] \quad (1.25)$$

тогда следует, что в этих точках концентрация ионов  $n_i(x)$  будет равна концентрации электронов  $n_e(x)$ . Пусть координата одной из экстремальных точек  $x = 0$ , тогда в этой точке  $n_i(0) = n_e(0) = n$ ,  $E(0) = E_0$ , где мы экстремальное значение электрического поля обозначили через  $E_0$ . Без ограничения общности в экстремальных точках положим равным нулю потенциал волны  $j(x)$ , тогда  $j(0) = 0$  при  $x = 0$ .

Из уравнений непрерывности для электронов и ионов  $\frac{d}{dx}[n_e(x)\mathbf{v}_e(x)] = 0$ ,

$\frac{d}{dx}[n_i(x)\mathbf{v}_i(x)] = 0$  следует, что  $n_i(x)\mathbf{v}_i(x) = C_1$  и  $n_e(x)\mathbf{v}_e(x) = C_2$ , где  $\mathbf{v}_e(x)$ ,

$\mathbf{v}_i(x)$  – скорости электронов и ионов, соответственно,  $C_1, C_2$  – константы, не зависящие от  $x$ . Эти константы найдем, полагая  $x = 0$ . Так как  $n_i(0) = n_e(0) = n$ , получим  $C_1 = n\mathbf{v}_i(0)$ ,  $C_2 = n\mathbf{v}_e(0)$ , где  $\mathbf{v}_e(0)$  и  $\mathbf{v}_i(0)$  – постоянные скорости.

Если константы  $\mathbf{v}_e(0)$  и  $\mathbf{v}_i(0)$  не равны друг другу, это будет означать, что в плазме вдоль оси  $Ox$  протекает постоянный ток. Наличие этого тока приведет к тому, что во всем пространстве будет существовать связанное с этим током постоянное магнитное поле, направление которого поперечно направлению распространения волны. При наличии магнитного поля и с учетом движения электронов и ионов решение поставленной задачи, по-видимому, достаточно сложно, поэтому мы сделаем следующее, сильно упрощающее задачу, предположение: будем считать, что  $\mathbf{v}_e(0) = \mathbf{v}_i(0) = U$ , где  $U$  – некоторая постоянная скорость. Тогда полный ток во всех точках на профиле волны

будет равен нулю:  $e[n_i(x)\mathbf{v}_i(x) - n_e(x)\mathbf{v}_e(x)] = 0$ , а это означает, что в рассматриваемой волне отсутствует возмущенное магнитное поле.

Для холодной плазмы в отсутствие магнитного поля динамику движения электронов и ионов в электрическом поле волны можно рассматривать в одночастичном приближении с помощью релятивистских уравнений движения, которые в системе отсчета волны имеют вид:

$$\mathbf{v}_e(x) \frac{dp_e(x)}{dx} = mc^2 \frac{dg_e(x)}{dx} = -eE(x),$$

$$\mathbf{v}_i(x) \frac{dp_i(x)}{dx} = Mc^2 \frac{dg_i(x)}{dx} = eE(x),$$

здесь  $\gamma_e(x) = [1 - \mathbf{v}_e(x)/c]^{-1/2}$ ,  $\gamma_i(x) = [1 - \mathbf{v}_i(x)/c]^{-1/2}$ . Переменные  $p_e(x) = m\mathbf{v}_e(x)\gamma_e(x)$ ,  $p_i(x) = M\mathbf{v}_i(x)\gamma_i(x)$  – импульсы электронов и ионов, соответственно.

Подставляя в уравнения движения соотношение  $E(x) = -dj(x)/dx$ , связывающее электрическое поле с потенциалом, получим законы сохранения энергии для ионов и электронов в следующем виде:

$$Mc^2\gamma_i(x) + ej(x) = Mc^2\gamma, \quad (1.26)$$

$$mc^2\gamma_e(x) - ej(x) = mc^2\gamma. \quad (1.27)$$

Константы в (1.26), (1.27) мы нашли, определяя значения энергии и потенциала в точке  $x = 0$ , в которой мы приняли, что  $j(0) = 0$ ,  $\mathbf{v}_e(0) = \mathbf{v}_i(0) = U$ . Здесь мы также ввели обозначение  $g = 1/\sqrt{1 - b^2}$ , в котором  $b = U/c$ . Очевидно, что с полученным параметром  $\gamma$  рассматриваемая нами задача имеет физический смысл только при значениях величины скорости  $U$ , не превышающих скорости света.

Если сложить уравнения (1.26) и (1.27) почленно, то получим закон сохранения суммарной энергии электронов и ионов в волне:

$$Mc^2\gamma_i(x) + mc^2\gamma_e(x) = (M + m)c^2\gamma. \quad (1.28)$$

Если в уравнении (1.25) выразить концентрации ионов и электронов через скорость:  $n_e(x) = nU/\mathbf{v}_e(x)$ ,  $n_i(x) = nU/\mathbf{v}_i(x)$ , правую и левую части уравнения (1.25) умножить на  $E(x)$ , далее выразить полученные комбинации  $eE(x)/\mathbf{v}_e(x)$  и  $eE(x)/\mathbf{v}_i(x)$  через импульсы электронов и ионов соответственно, то можно получить соотношение

$\frac{d}{dx} \{E^2 - 8\pi nU[p_e(x) + p_i(x)]\} = 0$ , из которого следует еще один закон сохранения:

$$E^2(x)/(8\pi) - nU[p_e(x) + p_i(x)] = E_0^2/(8\pi) - n\gamma(M + m)U^2. \quad (1.29)$$

Здесь  $E_0 = E(0)$  и константу мы определили при  $x = 0$ .

Вообще говоря, законы сохранения (1.28), (1.29) можно получить из законов сохранения энергии и импульса, определенных с помощью четырехмерного тензора энергии-импульса электромагнитного поля  $\mathbf{T}_{ik}$ , который представляется в виде суммы тензоров для поля  $\mathbf{T}_{ik}^{(f)}$  и частиц  $\mathbf{T}_{ik}^{(p)}$ :  $\mathbf{T}_{ik} = \mathbf{T}_{ik}^{(f)} + \mathbf{T}_{ik}^{(p)}$  [146].

В нашем случае соотношения, выражающие эти законы, в системе отсчета волны имеют вид:  $d\mathbf{T}_{4x}/dx = 0$ ,  $d\mathbf{T}_{xx}/dx = 0$ . Так как магнитное поле отсутствует и, следовательно, вектор Пойнтинга равен нулю, то компонента  $\mathbf{T}_{4x}^{(f)} = 0$ . Остальные компоненты тензора, отличные от нуля, имеют вид:

$$\mathbf{T}_{4x}^{(p)} = mcn_e \mathbf{v}_e \gamma_e + Mcn_i \mathbf{v}_i \gamma_i,$$

$$\mathbf{T}_{xx}^{(f)} = -E^2/(8\pi), \quad \mathbf{T}_{xx}^{(p)} = mn_e \mathbf{v}_e^2 \gamma_e + Mn_i \mathbf{v}_i^2 \gamma_i.$$

Учитывая значения этих компонент и полученное выше соотношение  $n_e \mathbf{v}_e = n_i \mathbf{v}_i = nU$ , из  $d\mathbf{T}_{4x}/dx = 0$  получим закон сохранения (1.28), а из  $d\mathbf{T}_{xx}/dx = 0$  получим закон сохранения (1.29).

С введением скорости  $U$  в задаче появилась еще одна система отсчета, которая движется с этой скоростью относительно системы отсчета волны. Назовем ее лабораторной системой отсчета (ЛСО). Величины в ЛСО будем отмечать верхним индексом «L». В этой системе отсчета волна движется в отрицательном направлении оси  $Ox$  со скоростью  $U$ , характеризуется длиной волны  $\lambda^L$  и периодом колебаний потенциала и электрического поля  $\mathbf{T} = U/\lambda^L$ .

Посмотрим, как будут выглядеть полученные выше законы сохранения в ЛСО. При этом все интересующие величины можно определить, воспользовавшись формулами преобразования Лоренца при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую. Вначале запишем формулы преобразования волнового вектора  $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda$  и частоты волны:  $\mathbf{k} = \mathbf{k}^L/\gamma$ ,  $0 = \gamma(w + Uk^L)$ , здесь  $w = 2\pi/\mathbf{T}$  – частота волны в ЛСО и мы, естественно, частоту в системе волны положили равной нулю. Отсюда следует, что скорость  $U = -w/\mathbf{k}^L$  – фазовая скорость волны относительно ЛСО.

Закон сохранения (1.28) в ЛСО примет вид:

$$K_e^L(x) + K_i^L(x) + U[p_e^L(x) + p_i^L(x)] = 0, \quad (1.30)$$

где переменная  $x = x^L + U t^L$  ( $t^L$  – время в лабораторной системе отсчета),  $K_e^L(x) = mc^2[\gamma_e^L(x) - 1]$ ,  $K_i^L(x) = Mc^2[\gamma_i^L(x) - 1]$  – кинетические энергии электронов и ионов, соответственно.

С учетом (1.28) закон сохранения (1.29) в ЛСО запишется в виде:

$$E^2(x)/8\pi + n_0 [K_e^L(x) + K_i^L(x)] = E_0^2/8\pi, \quad (1.31)$$

или, учитывая (1.30),

$$E^2(x)/8\pi - n_0 U [p_e^L(x) + p_i^L(x)] = E_0^2/8\pi, \quad (1.32)$$

где  $n_0 = n/\gamma$  – концентрация плазмы в ЛСО. Сравнивая (1.29) и (1.32), отметим интересный факт: в обеих рассматриваемых системах отсчета величина  $E^2(x)/(8\pi) - nU[p_e(x) + p_i(x)]$  является константой.

Если в ЛСО закрепить ионы, не позволяя им двигаться, тогда  $K_i^L = 0$  и видно, что уравнение (1.31) совпадет с приведенным в работах [34; 37] уравнением, связывающим энергию волны с энергией электронов, полученным для НЛВ в отсутствие магнитного поля.

В лабораторной системе отсчета характерная точка на профиле волны, которую в системе волны мы поместили координатой  $x = 0$ , движется со скоростью  $-U$ . В отмеченной точке в системе волны плазма квазинейтральна. Очевидно, что квазинейтральность плазмы в этой точке будет сохраняться во всех инерциальных системах отсчета, а значит и в ЛСО. Но самое примечательное – это то, что в лабораторной системе отсчета ионы и электроны в этой точке неподвижны. Отсюда сразу следует, что в отсутствие волны и вызванных ее присутствием возмущений поля все электроны и ионы плазмы в ЛСО будут покоиться, а плазма будет квазинейтральной с плотностью частиц  $n_0$ .

Из приведенных рассуждений вытекает, что в рассматриваемой нами лабораторной системе отсчета волна имеет частоту  $w$  и волновое число  $k^L$ ,  $U = -w/k^L$  – фазовая скорость волны относительно ЛСО, а  $n_0$  – концентрация невозмущенной волной покоящейся плазмы. Между прочим, учитывая эти выводы и совпадение при  $K_i^L = 0$  уравнения (1.31) с приведенным в [34; 37] уравнением, связывающим энергию волны с энергией электронов, можно сделать заключение о том, что ЛСО – это система отсчета, в которой ведется рассмотрение задачи о волнах в плазме в работах [34; 36; 37; 221] и в разделе 1.1.

Полученная система уравнений (1.25)-(1.29) вместе с уравнениями



движения достаточна для решения поставленной задачи, параметрами которой являются величины  $n_0$ ,  $m$ ,  $\gamma$ .

**Профиль потенциала и электрического поля.** Одна из основных целей нашего исследования – найти профиль потенциала и электрического поля волны. Для решения этой задачи можно использовать уравнение (1.29). Введем безразмерные переменные для координаты  $x = x_{wpe} \sqrt{b} / c$  и потенциала  $y(\xi) = j(x)/(mc^2)$ . Если выразить импульсы электронов и ионов через потенциал, что возможно сделать с помощью уравнений (1.26) и (1.27), тогда в безразмерных переменных уравнение (1.29) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} V(y) &= \mathbf{e} - (dy(\xi)/d\xi)^2/2 = \\ &= mbg - \sqrt{m^2 b^2 g^2 - y(2mg - y)} + bg - \sqrt{b^2 g^2 + y(2g + y)} = \\ &= bmg \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{2y}{b^2 gm} + \frac{y^2}{b^2 g^2 m^2}} \right\} + bg \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{2y}{b^2 g} + \frac{y^2}{b^2 g^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (1.33)$$

где переменная  $y$  является функцией  $x$ , константы-параметры  $b$ ,  $g$  определены выше, постоянный параметр  $\mathbf{e} = (1/2)(dy/dx)_0^2$  – это значение безразмерной плотности энергии электрического поля в точке  $x = 0$ , в которой  $y = 0$  и электрическое поле максимально, и параметр  $m$ , который в общем виде представляется формулой  $m = (A/Z)(M/m)$  ( $A$  и  $Z$  – атомное и зарядовое числа иона). Обсудим здесь вопрос о тех значениях, которые принимает параметр  $m$ . Нетрудно видеть, что величина параметра  $m$  зависит в основном от сорта ионов плазмы и в наиболее типичных случаях она велика:  $m \gg 1$ . Так, например, в рассматриваемой нами электрон-протонной плазме, где  $A/Z = 1$ , параметр  $m = M/m = 1838$ . Для плазмы, состоящей из ионов более тяжелых, чем протоны, отношение  $A/Z \geq 2$  и величина  $m$  еще больше. Исключением служит электрон-позитронная плазма, в которой  $m = 1$ . Учитывая все это, мы везде ниже будем считать, что параметр  $\mu \gg 1$ , и введем обозначение для малой величины  $\theta = 1/\mu$  ( $\theta \ll 1$ ). Особый случай  $\mu = 1$  мы рассмотрим отдельно.

Из (1.33) мы сможем найти интересующие нас зависимости потенциала и электрического поля от координаты. В нашем случае функция  $V(y)$ , которая по смыслу есть безразмерная плотность энергии электрического поля,

очевидно, удовлетворяет уравнению:  $d^2 y/dx^2 = -dV/dy$ , из вида которого вытекает, что  $V(y)$  играет роль потенциальной энергии системы для задачи о движении частицы с единичной массой, где координата представлена переменной  $y$ , а время – переменной  $x$ . Параметр  $\mathcal{E}$  играет роль полной энергии частицы, движущейся в рассматриваемой потенциальной яме.

Рассмотрим свойства функции  $V(y)$ . Анализируя аналитическое выражение (1.33) для рассматриваемой функции  $V(y)$ , нетрудно видеть, что она определена в ограниченной области значений переменной  $y$ , а именно на отрезке  $-(g-1) \leq y \leq m(g-1)$ . Введем обозначения для граничных значений переменной  $y$ :  $y_-^* = -(g-1)$ ,  $y_+^* = m(g-1)$ . Можно привести обоснование наличия этих граничных величин потенциала из физических соображений. Начнем с того факта, что в случае, когда в системе волны высота горбов потенциала меньше величин  $y_-^*$ ,  $y_+^*$ , ионы и электроны в различных точках на профиле потенциала волны движутся с разными скоростями, но в одном и том же направлении. Таким образом, в этом случае, как величина потока, так и направление вектора потоковой скорости одинаковы и постоянны во всех точках на профиле потенциала. Далее, в системе отсчета волны электрон, передвигаясь в положительном направлении оси  $Ox$ , тормозится, набегая на горб потенциала отрицательной полярности, и ускоряется, «сваливаясь» в яму потенциала положительной полярности. Электрон, находящийся в точке  $\xi = 0$  на профиле волны, в которой  $y = 0$ , движется со скоростью  $U$  и он еще сможет «забраться» на вершину горба потенциала с величиной  $y_-^*$ . При амплитудах потенциала, превышающих это значение, электроны будут отражаться от горбов потенциала волны. Появление отраженных электронов приведет к тому, что возникнет многопоточное движение, следовательно, нарушится ламинарное (однопоточное) движение частиц, необходимое для существования рассматриваемой установившейся волны. Аналогично, при амплитудах положительного потенциала, превышающих значение  $y_+^*$ , в волне появятся отраженные ионы, наличие которых так же, как и в случае с электронами, нарушит ламинарное течение в волне.

Из этих рассуждений следует, что для рассматриваемой нами задачи о волне потенциала в плазме  $y_-^*$ ,  $y_+^*$  – это максимальные значения, соответственно, отрицательной и положительной амплитуд безразмерного потен-

циала, при которых движения электронной и ионной жидкостей в волне являются ламинарными, т.е. однопотоковыми. Таким образом, для амплитуд потенциала, превышающих значения  $y_-^*$ ,  $y_+^*$ , с одной стороны, функция  $V(y)$  не определена, что следует из исследования области ее существования, с другой стороны, распространение НЛВ ламинарного типа невозможно, что следует из приведенных выше физических соображений.

Анализируя функцию  $V(y)$ , нетрудно видеть, что значение функции в крайней точке отрезка, где  $y = y_+^*$ , всегда больше, чем в другой крайней точке, где  $y = y_-^*$ . Отсюда следует, что максимальная глубина ямы определяется значением  $y_-^*$ , которое, с другой стороны, является максимальным значением отрицательного размаха потенциала. Очевидно, что при заданном значении параметра  $\mathbf{e}$  полный размах колебаний потенциала определяется из (1.33) при  $V(y) = \mathbf{e}$ . Таким образом, полагая  $V(y) = \mathbf{e}$  при  $y = y_-^*$ , из (1.33) можно найти предельную величину параметра  $\mathbf{e}$  и, следовательно, предельное значение амплитуды электрического поля в волне:

$$\mathbf{e}_m = mbg + bg - \sqrt{m^2 b^2 g^2 + (g - 1)(2mg + g - 1)}. \quad (1.34)$$

Отсюда при  $m \gg 1$  получим  $\mathbf{e}_m \approx \{1 + 1/[2m(g+1)]\}bg/(g+1)$ . Из полученных для  $\mathbf{e}_m$  формул видно, что предельная амплитуда волн определяется в основном параметром  $g$ , а зависимостью  $\mathbf{e}_m$  от параметра  $m$  в первом приближении можно пренебречь и положить:

$$\mathbf{e}_m \approx bg/(g+1) = (g-1)/bg = [(g-1)/(g+1)]^{1/2}. \quad (1.35)$$

Из (1.35) следует, что для слабо релятивистских волн ( $b \ll 1$ ) параметр  $\mathbf{e}_m \approx b/2$  и, следовательно,  $E_{0m}^2 = 4\pi n m U^2$ . Для релятивистских волн ( $g \gg 1$ )  $\mathbf{e}_m \approx 1$ , а  $E_{0m}^2 \approx 8\pi n m c U \approx 8\pi n m c^2 = 8\pi g n_0 m c^2$ . Таким образом, в случае, когда масса ионов конечна, тоже, как и в разделе 1.1, существует предельная амплитуда для НЛВ, которая, как уже отмечалось, связана с тем, что для волн, амплитуда которых превышает предельно возможную, дисперсия не может

остановить нелинейное укрупнение и волна «опрокидывается». Из (1.35) в ЛСО для предельного значения электрического поля в волне в размерном виде получим:

$$(E_0)_m \approx (mc/e)w_{p0}\sqrt{2(\gamma-1)}, \quad (1.36)$$

где  $w_{p0} = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$  – электронная плазменная частота линейных колебаний плазмы в ЛСО.

Исследуя зависимость функции  $V(y)$ , можно установить, что с увеличением  $g$  потенциальная яма, с одной стороны, становится все более несимметричной относительно оси ординат, с другой стороны, – ее форма все явнее становится прямоугольной. Несимметричность ямы зависит от величины  $m$  и она проявляется в том, что колебания потенциала тоже несимметричны, поэтому с ростом скорости волны отрицательная амплитуда колебаний становится малой по сравнению с положительной амплитудой. Кроме того, при приближении скорости волны к скорости света пространственный масштаб отрицательного выброса потенциала тоже становится малой величиной по сравнению с масштабом положительного выброса.

При  $g > 10^5$  форма ямы близка к прямоугольной, следовательно, в этом случае потенциал будет пилообразным, а электрическое поле в волне будет иметь вид чередующихся прямоугольников положительной и отрицательной полярности, имеющих одинаковую амплитуду и период.

Из вида функции  $V(y)$  (1.33) следует, что колебания потенциала совершаются около точки равновесия, определяемой значением  $y = 0$ . При небольших скоростях волн ( $b \ll 1$ ,  $g \gg 1 + b^2/2$ ) и, следовательно, значениях параметра  $e$ , амплитуда колебаний мала. Найдем форму потенциальной ямы в случае малых колебаний. Для этого разложим правую часть уравнения (1.33) около точки  $y = 0$ , тогда получим

$$V(y) \approx \frac{b}{2} \left(1 - \frac{y^2}{b^4}\right) / \left(1 + \frac{1}{m}\right). \quad (1.37)$$

Таким образом, малые колебания совершаются в потенциальной яме, имеющей параболическую форму. Амплитуда малых гармонических колебаний в волне  $y_+ \approx y_- \approx b^2$ .

Для релятивистских волн ( $\gamma \gg 1$ ), когда амплитуда колебаний близка к максимальной ( $e \approx e_m$ ), периодическая волна становится, как отмечалось выше, сильно нелинейной. Наблюдатель в ЛСО в этом случае увидит периодическую волну, бегущую со скоростью  $-U$ , у которой положительный скачок потенциала существенно больше отрицательного скачка, как по амплитуде, так и по длительности.

При заданных значениях параметров  $m, g, e$  величину размаха колебаний потенциала получим из уравнения

$$bmg - \sqrt{(mg - y)^2 - m^2} + bg - \sqrt{(g + y)^2 - 1} = e.$$

Отсюда можно получить искомые величины в общем виде, однако выражения для них получаются весьма громоздкими. Полагая  $m \gg 1$  и отбрасывая малые величины, получим приближенные формулы для амплитуд отрицательного и положительного размаха колебаний потенциала в волне:

$$y_- \approx -bmg^2 e / (m + 2bge) \left\{ \sqrt{1 + 2b^2 [1/(bge) + 2/m]} - 1 \right\},$$

$$y_+ \approx \beta mg^2 e / (m + 2\beta ge) \left\{ \sqrt{1 + 2b^2 [1/(bge) + 2/m]} + 1 \right\}.$$

Введем обозначение  $ge = \rho$ . Учитывая (1.35), произведение параметров  $\beta ge$ , входящее в формулы для  $y_-$  и  $y_+$ , можно представить в виде:  $\beta ge \approx \delta(g - 1)$ .

Так как  $\beta \leq 1$  и  $e \leq 1$ , то произведение  $\beta ge = \beta\rho$ , может быть много больше единицы только при  $g \gg 1$ , в частности, неравенство  $\beta\rho \gg m$  возможно только при  $g \gg m$ . Для слабо релятивистских волн ( $\beta \ll 1$ ) всегда выполняется условие  $\beta\rho \approx \delta(g - 1) \ll 1$ .

Определим значение амплитуд  $y_-$  и  $y_+$  при разных соотношениях между параметрами  $m, e$  и  $g$ . Начнем с особого случая:

I.  $\rho \gg \beta$ . Для слабо релятивистских волн ( $b \ll 1$ ) величина параметра  $e \approx \beta \ll 1$ , значит  $\rho \ll 1$ , а амплитуды потенциала

$$y_+ \gg b^{2/2} (2\sqrt{d} + \delta), \quad y_- \gg -b^{2/2} (2\sqrt{d} - \delta). \quad (1.38)$$

Для релятивистских волн ( $g \gg 1$ ,  $b \gg 1$ ) в рассматриваемом нами случае величина  $\rho \gg 1$  и при любых значениях  $g$  получим:

$$y_+ \sim (-y_-) \gg g. \quad (1.39)$$

II.  $\beta\rho \gg m$  ( $\rho \gg m$ ). При выполнении этого неравенства получим  $y_- \gg -g$ ,  $y_+ \gg mg$ . Как и следует ожидать, в данном приближении значения  $y_-$  и  $y_+$  близки к предельным значениям  $y_-^* = -(g - 1)$  и  $y_+^* = m(g - 1)$ . Легко видеть, что и при  $\beta\rho \gg m \gg 1$  значения амплитуд  $y_-$  и  $y_+$  по порядку величины остаются сравнимыми с  $y_-^*$  и  $y_+^*$ .

III.  $b\rho \ll m$  Здесь возможны два варианта:

1)  $\rho \gg 1$ , что означает  $\gamma \gg 1$  ( $b \gg 1$ ) и для амплитуд получим:

$$y_+ \gg 2bg\rho + bg \gg 2g\rho + g, \quad y_- \gg -bg \gg -g.$$

2)  $\rho \ll b \leq 1$ . В этом случае рассмотрим две возможности:

a)  $g \gg 1$ ,  $b \gg 1$ . При этом  $e \ll 1/g \ll 1$ ,

$$y_+ \gg g\sqrt{2r} + g\rho \gg g\sqrt{2r}, \quad y_- \gg -g\sqrt{2r} + g\rho \gg -g\sqrt{2r}. \quad (1.40)$$

b)  $g \gg 1$ ,  $b \ll 1$ . При этом  $e \leq e_m \gg b/2 \ll 1$ . Это слабо релятивистский случай, в котором справедливы формулы (1.38). Обратим внимание на то, что в случае  $\rho \ll 1$  при любом  $g$  параметр  $e \ll 1$ .

После того, как мы определили величины амплитуд потенциала и максимальное электрическое поле в волне, перейдем к определению пространственной формы волны. Для того чтобы найти зависимость потенциала  $y$  от координаты  $\xi$ , мы воспользуемся дифференциальным уравнением, полученным из (1.33):  $dy(\xi)/d\xi = [e - V(y)]^{1/2}$ , где функция  $V(y)$  задана формулой (1.33) и переменная  $y$  является функцией  $\xi$ . Приведенное уравнение решалось численно методом Рунге-Кутты. Из этого же уравнения, при известной зависимости  $y = y(\xi)$ , достаточно просто найти электрическое поле  $dy(\xi)/d\xi$  как функцию  $\xi$ .

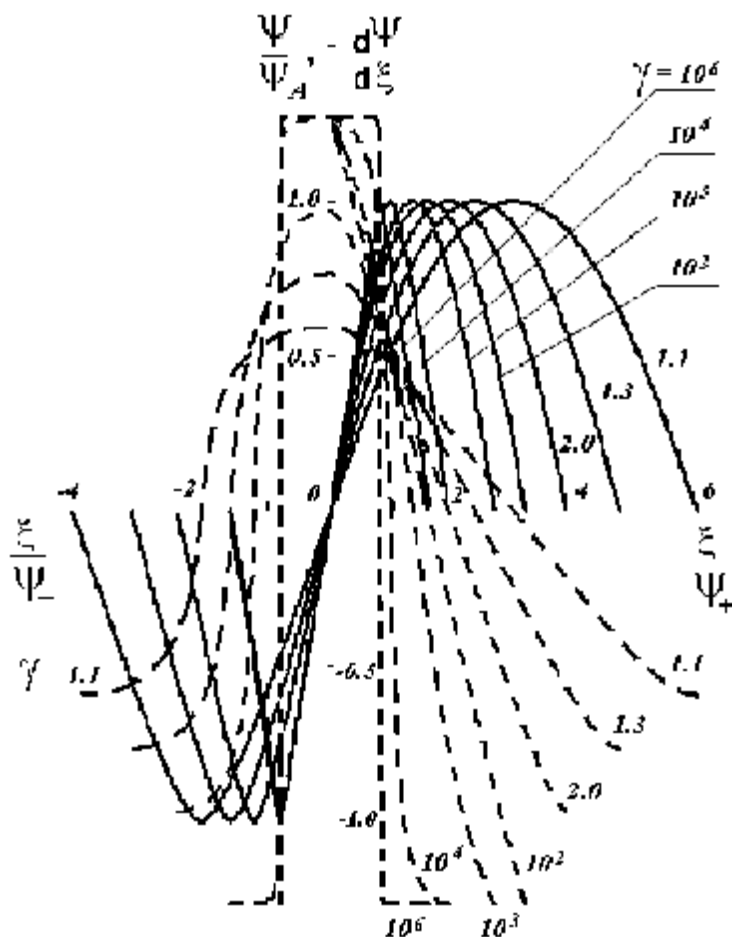


Рис. 1.5. Профиль потенциала  $\Psi(\xi)$  (сплошные линии) и электрического поля  $d\Psi(\xi)/d\xi$  (штриховые линии) в волне. Цифры около кривых – это значения параметра  $g$

На рис. 1.5 приведены результаты расчетов профилей потенциала и электрического поля. Прежде чем обсуждать представленные здесь расчеты, необходимо особо отметить, что этот рисунок в некотором смысле является иллюстративным, так как на нем по всем четырем полуосям отложены

разные масштабы. Рис. 1.5 демонстрирует только форму потенциала и электрического поля, причем в левой (относительно оси ординат) полуплоскости построены графики профилей потенциала отрицательной полярности в своем масштабе, а в правой полуплоскости изображены профили положительной полярности совсем в другом масштабе и на рисунке эти полуплоскости для экономии места просто пристыкованы друг к другу.

Что касается величины потенциала, то для положительной полярности она нормирована на положительную амплитуду потенциала, а для отрицательной полярности – на отрицательную амплитуду потенциала, причем отношение величин этих амплитуд для ультрарелятивистских волн могут достигать трех порядков (выше мы уже отмечали, что  $y_+^m/y_-^m \approx m$  при  $g > m$ ). Пространственные масштабы для положительной и отрицательной полуосей тоже разные.

Вернемся к рис. 1.5. Если проследить за формой потенциала, то мы видим, что потенциал имеет практически треугольную форму для отрицательной полярности при  $g > 10$ , а для положительной полярности – при  $g > 10^4$ .

Для треугольного потенциала электрическое поле в волне имеет прямоугольную форму. Интересно отметить, что в диапазоне  $2 < g < 10^3$  для потенциала положительной полярности (на рис. 1.5 – в правой полуплоскости) электрическое поле тоже имеет форму, очень близкую к треугольной.

Таким образом, искомое решение в виде периодических волн потенциала мы нашли. Мы также определили область параметров задачи, при которых эти решения существуют. Мы видим, что учет движения ионов в продольной плазменной волне принципиально важен при изучении релятивистских волн, точнее при  $g > m$ . Действительно, при учете движения ионов для значений параметра  $g$  в диапазоне  $1 < g < m$  зависимости размаха колебаний потенциала от  $\gamma$  совпадают, а для значений параметра  $g$ , заметно превышающих величину  $m$ , существенно отличаются от аналогичной зависимости, полученной в задаче с неподвижными ионами в разделе 1.1 (подробнее об этом – в разделе 1.3).

С другой стороны, максимальная амплитуда электрического поля в волне  $E_{0m}$ , которая определяется формулами (1.34), (1.35), с хорошей точностью совпадает с амплитудой поля, полученной при решении задачи в случае неподвижных ионов, т.е. величина  $E_{0m}$  не зависит от того, учитывается движение ионов в волне, или нет.

**Частота НЛВ.** Для нахождения частоты волны в ЛСО воспользуемся формулой  $w = 2pUg/I_w$ . Здесь  $I_w$  – пространственный период колебаний потенциала в системе волны, который определяется из (1.33):

$$I_w = \frac{c}{w_{pw}} \sqrt{\frac{2}{b}} \int_{y_-}^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V(y, g, m)}},$$

где  $y_-$ ,  $y_+$  – корни уравнения  $\mathbf{e} - V(y, g, \mu) = 0$ , а  $V(y, g, \mu)$  определяется формулой (1.33). Отсюда получим для величины  $w$  соотношение

$$w = w(\mathbf{e}, g, \mu) = w_{p0} \pi \sqrt{2} (bg)^{3/2} / J(\mathbf{e}, g, \mu), \quad (1.41)$$

где  $w_{p0} = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$ ,  $n_0$  – концентрация плазмы в ЛСО,

$$J(\mathbf{e}, g, \mu) = \int_{y_-}^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V(y, g, m)}}. \quad (1.42)$$



Формулы (1.41), (1.42) в самом общем виде определяют искомую частоту колебаний продольной плазменной волны. Видно, что  $w$  зависит, во-первых, от характеристик волны: фазовой скорости  $U$  (параметр  $g$ ) и амплитуды электрического поля  $E_0$  (параметр  $\mathbf{e}$ ), во-вторых, от параметров плазмы: концентрации  $n_0$ , массы и заряда частиц плазмы, контролируемых параметром  $\mu$ . Зависимость частоты от концентрации тривиальна, поэтому мы ей интересоваться не будем, а рассмотрим, как это отображено в формуле (1.41), зависимость  $w = w(\mathbf{e}, g, \mu)$ .

Перейдем теперь к отысканию аналитических выражений для частоты в различных предельных случаях. Как уже отмечалось, в отличие от работ [35-37; 221] и раздела 1.1, где ионы считались неподвижными, мы учитываем динамику ионов в волне. Согласно формулам (1.41), (1.42), тот факт, что мы принимаем во внимание движение ионов в волне, отражается в зависимости частоты волны от параметра  $m$  и именно эта зависимость будет у нас на первом плане. Сначала рассмотрим предельный случай  $m \rightarrow \infty$ . Затем рассмотрим волны в плазме, в которой значение параметра  $m$  конечно, но велико:  $m \gg 1$ . Это наиболее типичный случай для космической плазмы и плазмы, созданной в лабораторных условиях. И, наконец, отдельно рассмотрим электрон-позитронную плазму, в которой  $m = 1$ .

*Приближение неподвижных ионов ( $\theta = 1/m = 0$ ).* В этом приближении из (1.33) в пределе  $m \rightarrow \infty$  получим:

$$V_\infty(y, g) = bg - \sqrt{(g+y)^2 - 1} + y/b, \quad (1.43)$$

где  $V_\infty(y, g) \equiv V(y, g, m = \infty)$ . Интеграл (1.42) с функцией  $V_\infty(y, g)$  с помощью эйлеровой подстановки  $\sqrt{(g+y)^2 - 1} = x^2 - (g+y)$  примет вид:

$$J_\infty = \int_{y_-}^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V_\infty(y, g)}} = \sqrt{\frac{2b}{1-b}} \int_b^a \frac{(x^2 - x^{-2}) dx}{\sqrt{(a^2 - x^2)(x^2 - b^2)}},$$

где

$$a^2 = \mathbf{g}(1+\mathbf{b})(1+b\rho + \sqrt{b^2 r^2 + 2br}), b^2 = \mathbf{g}(1+\mathbf{b})(1+b\rho - \sqrt{b^2 r^2 + 2br}). \quad (1.44)$$

$J_\infty$  выражается через полный эллиптический интеграл второго рода  $\mathbf{E}(k)$ :

$$J_\infty = (2b\mathbf{g})^{3/2} \sqrt{\mathbf{g}(1-\mathbf{b})} a\mathbf{E}(k), \quad (1.45)$$

где

$$k = [1 - (1 + b\rho - \sqrt{b^2 r^2 + 2br})^2]^{1/2}. \quad (1.46)$$

Таким образом, частота в приближении неподвижных ионов представляется формулой

$$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}) = w_{p0}(\pi/2)(1 + br - \sqrt{b^2 r^2 + 2br})^{1/2} / \mathbf{E}(k), \quad (1.47)$$

где величина произведения  $b\rho$  принимает значения от 0 до  $\infty$ . Так как при  $\theta = 0$  величина  $br = \delta(\mathbf{g} - 1)$ , то, как и следует ожидать, формула (1.47) совпадает с полученной в разделе 1.1 формулой (1.22).

**Наиболее типичный случай:  $m \gg 1$ .** Основная цель, стоящая перед нами в этом разделе, – выяснить зависимость частоты от параметра  $m$  предполагая, что величина  $m$  конечна, но велика:  $m \gg 1$ . Именно по той причине, что  $m$  велико, интуитивно ясно, что в этом случае при каких-то значениях параметров  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{g}$  должно «работать» приближение, не учитывающее динамику ионов, рассмотренное нами в разделе 1.1. В самом деле, нетрудно показать, что это приближение годится при изучении волн, распространяющихся с такими скоростями, для которых при любых  $\mathbf{e}$  выполняется условие:  $\mathbf{g} \ll m$  или даже более мягкое условие  $\mathbf{g} < m$ . Действительно, при выполнении этих неравенств пределы интегрирования в (1.42) в зависимости от величины  $\mathbf{g}$  определяются формулами (1.38)–(1.40). При этом для функции  $V(y, \mathbf{g}, \mu)$ , определяемой выражением (1.33), слагаемые под корнем, содержащие параметр  $m$  много меньше 1, поэтому, представляя этот корень в виде ряда и отбрасывая малые члены, содержащие квадратичные и более высокие степени переменной  $y$ , мы получим, что  $V(y, \mathbf{g}, \mu) \gg \gg V_\infty(y, \mathbf{g})$ , где  $V_\infty(y, \mathbf{g})$  определяется соотношением (1.43), т.е. для частоты

мы приходим к формуле (1.47), справедливой в приближении бесконечно тяжелых ионов.

Принимая во внимание эти соображения, мы вначале проанализируем поведение волн, движущихся с малыми скоростями, а затем рассмотрим свойства волн, распространяющихся с релятивистскими скоростями. При этом выясним, какой вклад в значение частоты НЛВ дает учет конечных значений параметра  $m$ .

**Слабо релятивистский случай.** В грубом приближении для волн с малыми скоростями, т.е. при  $g \gg 1 \ll m$  заведомо можно применять результаты, полученные в приближении  $\theta = 0$ . Однако, мы попытаемся выяснить, как меняется частота при учете конечного  $m$ , какова тенденция этого изменения. Учитывая, что в этом случае пределы интегрирования в интеграле (1.42) определяются формулами (1.38) и, следовательно, значения переменной  $y$  в подынтегральном выражении (1.42) много меньше 1, функцию  $V(y, g, \mu)$  представим в виде:

$$V(y, g, \theta) = bg - \sqrt{(g + y)^2 - 1} + y/b + \theta y^2 / (2b^3 g^3), \quad (1.48)$$

( $\theta = 1/\mu \ll 1$ ). Далее, считая в (1.48) слагаемое с параметром  $\theta$  как малую добавку, разложим интеграл (1.42) с функцией (1.48), который мы обозначим как  $J(\mathbf{e}, g, \theta)$ , в ряд Тейлора около точки  $\theta = 0$ , ограничивая сумму ряда членом, пропорциональным  $\theta$ :

$$J(\mathbf{e}, g, \theta) = J(\mathbf{e}, g, 0) + \theta [\partial J(\mathbf{e}, g, \theta) / \partial \theta]_{\theta=0}. \quad (1.49)$$

Первое слагаемое ряда (1.49)  $J(\mathbf{e}, g, 0) = J_\infty$ , а интеграл  $J_\infty$  отображается

формулой (1.45). Далее, производную  $\frac{\partial J(\mathbf{e}, g, q)}{\partial q} = \frac{\partial}{\partial q} \int_{y_-}^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - v(y, g, q)}}$

представим таким образом:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial q} \int_{y_-}^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - v(y, g, q)}} \right]_{\theta=0} &= \left[ 2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial \mathbf{e}} \int_{y_-}^{y_+} \sqrt{\mathbf{e} - v(y, g, q)} dy \right]_{\theta=0} = \\ &= - \frac{\partial}{\partial \mathbf{e}} \left[ \int_{y_-}^{y_+} \frac{\frac{\partial V(y, g, q)}{\partial q} dy}{\sqrt{\mathbf{e} - v(y, g, q)}} \right]_{\theta=0} = - \frac{1}{2b^3 g^3} \frac{\partial I}{\partial \mathbf{e}}, \end{aligned}$$

здесь  $I = \int_{y_-}^{y_+} \frac{y^2 dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V_\infty(y, g)}}$ . Такое представление возможно благодаря двум

обстоятельствам: 1) переменные  $\theta$  и  $\mathbf{e}$  независимы, 2) дифференцирование

интеграла  $\int_{y_-}^{y_+} \sqrt{\mathbf{e} - v(y, g, q)} dy$  по переменным  $\theta$  и  $\mathbf{e}$  сводится к

дифференцированию подынтегральной функции, так как эта функция на пределах интегрирования равна нулю.

Интеграл  $I$ , в котором функция  $V_\infty(y, g)$  определяется формулой (1.43), можно вычислить аналогично  $J_\infty$ . В результате получим

$$I = \sqrt{2b(1+b)} [(Y_3 - Y_{-3})/4 - g(Y_2 - Y_{-2}) + (g^2 + 1/4)(Y_1 - Y_{-1})],$$

где  $Y_n = \int_b^a \frac{x^{2n} dx}{\sqrt{(a^2 - x^2)(x^2 - b^2)}}$ . Здесь использованы величины  $a$  и  $b$ ,

определенные формулами (1.44). Интегралы  $Y_n$  выражаются через полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно  $\mathbf{K}(k)$  и  $\mathbf{E}(k)$ , где параметр  $k$  определяется формулой (1.46). Отбрасывая малые члены, содержащие параметр  $b$  в степени больше трех, а параметр  $\mathbf{e}$  – в степени больше единицы, получим для производной

$$\begin{aligned} [\partial J(\mathbf{e}, g, \theta) / \partial \theta]_{\theta=0} &\approx \\ &\approx \frac{g^{3/2} \sqrt{2b} [\mathbf{E} - \mathbf{K} + \mathbf{E} \sqrt{2b\mathbf{e}} + (9\mathbf{E} - \mathbf{K})b\mathbf{e} + 2(4\mathbf{E} - \mathbf{K})b^2/3 + 8b^2 \sqrt{2b\mathbf{e}} \mathbf{E}/3]}{2b(1+b\mathbf{e}/2)\sqrt{1+b\mathbf{e}+\sqrt{2b\mathbf{e}}}}. \end{aligned}$$

Здесь мы опустили аргумент  $k$  у эллиптических интегралов  $\mathbf{K}(k)$  и  $\mathbf{E}(k)$ .

Далее, учитывая, что при  $b \ll 1$  величину  $\epsilon$  можно написать как  $\epsilon = b\delta/2$ , а модуль  $k \ll 1$ , воспользуемся при малых  $k$  асимптотическим разложением эллиптических интегралов, входящих в выражение для производной. После этого, подставляя производную в формулу (1.49), для частоты окончательно получим:

$$w(b, \delta, \theta) \approx w_p \left( 1 - \frac{3}{16} b^2 \delta + \frac{15}{16} \theta \delta \right), \quad (1.50)$$

где  $w_p = w_{p0}(1 + \theta)^{1/2}$  – частота линейных колебаний плазмы с учетом массы ионов [34]. Заметим, что второй член в скобках формулы (1.50), точно такой же, как и добавка к частоте, полученная при  $b \ll 1$  в разделе 1.1 для случая неподвижных ионов, т.е. при  $\theta = 0$ . Итак, учет движения ионов дал прирост частоты за счет положительной малой добавки (третий член в скобках формулы (1.50)), пропорциональной амплитуде волн. Хотя величина частоты слабо релятивистских волн практически не отличается от  $w_{p0}$ , тем не менее, зависимость (1.50) интересна тем, что она позволяет понять влияние нелинейности и динамики ионов на частоту волн. В самом деле, как мы видим, учет нелинейности (второй член в скобках формулы (1.50)) приводит к уменьшению частоты, а учет динамики ионов (третий член), наоборот, приводит к увеличению частоты слабо релятивистских волн. Интересно отметить, что при скорости волн  $b = \sqrt{5q}$ , влияние на частоту нелинейности уравновешивается влиянием динамики ионов и частота нелинейных волн равна частоте линейных колебаний плазмы  $w_p$ .

Если положить  $b = const$ , тогда из формулы (1.50) следует, что при скоростях  $b < \sqrt{5q}$  частота больше, чем  $w_p$  и нарастает с увеличением амплитуды волн, а при  $b > \sqrt{5q}$  частота меньше, чем  $w_p$ , и убывает с ростом амплитуды  $\delta$ . Для фиксированного значения амплитуды волны ( $\delta = const$ ) рассмотрим самую интересную, на наш взгляд, ситуацию, когда амплитуда волн равна предельно возможной:  $\delta = 1$ . В этом случае из (1.50) получим, что при  $b = 0$  частота больше, чем  $w_p$ , и равна для нерелятивистских волн своему максимальному значению  $w \approx w_p(1 + \theta) = w_{p0}(1 + \theta)^{3/2}$ , затем при возрастании скорости волн частота падает, далее, при скорости  $b = \sqrt{5q}$ , она становится

равной  $w_p = w_{p0}(1 + \theta)^{1/2}$  и в дальнейшем частота уменьшается. В заключение отметим, что из (1.50) при  $b = 0$  следует результат, приведенный в работе [367].

**Релятивистские волны при  $\rho \gg 1$ .** Прежде чем перейти к релятивистскому случаю, убедимся в том, что волны, для которых выполняется условие  $b\rho \leq 1$ , имеют значение частоты, близкое к величине  $w_{p0}$ , как это было в приближении бесконечно тяжелых ионов. Действительно, в этом случае в интеграле (1.42) пределы интегрирования определяются формулами (1.39). Нетрудно видеть, что на отрезке интегрирования слагаемые в подкоренном выражении в соотношении (1.33), содержащие параметр  $\mu$ , много меньше единицы, поэтому функцию  $V(y, g, \mu)$  можно заменить на  $V_\infty(y, g)$ . Таким образом, здесь применимо приближение неподвижных ионов.

Итак, для релятивистских волн будем считать, что  $b\rho = bg\mathbf{e} \gg 1$ , что равносильно неравенствам  $\rho \gg 1, g \gg 1$ , так как  $b \approx 1, \mathbf{e} \leq 1$ . В этом случае в интеграле (1.42), на отрезке интегрирования  $0 \leq y \leq y_+$ , полагая  $\sqrt{(g+y)^2 - 1} \approx g + y$ , функцию  $V(y, g, m)$  представим в виде

$$V(y, g, m) \approx bmg - g(1 - b) - y - \sqrt{(mg - y)^2 - m^2}. \quad (1.51)$$

На отрезке  $0 \geq y \geq y_-$ , учитывая, что  $|y_-| \leq g - 1$ , функцию  $V(y, g, m)$  во всех случаях с достаточной точностью можно заменить функцией  $V_\infty(y, g)$ , которая представлена формулой (1.43). Таким образом, интеграл (1.42) в этом случае есть сумма двух интегралов:  $J(\mathbf{e}, g, m) = J_1 + J_2$ , где

$$J_1 = \int_{y_-}^0 \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V_\infty(y, g)}}, \quad J_2 = \int_0^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V(y, g, m)}}. \quad \text{В интеграле } J_2 \text{ функция}$$

$V(y, g, m)$  определяется формулой (1.51).

Вычисление интеграла  $J_1$  производится аналогично вычислению  $J_\infty$ . В итоге  $J_1$  выражается через эллиптические интегралы второго рода:

$$J_1 = \sqrt{\frac{2b}{1-b}} \left\{ a [E(k) - E(q,k)] - E(p,k)/(ab^2) \right\}.$$

Здесь  $q = \text{arcSin} \sqrt{\frac{a^2 - s^2}{a^2 - b^2}}$ ,  $p = \text{arcSin} \frac{a}{s} \sqrt{\frac{s^2 - b^2}{a^2 - b^2}}$ ,  $s^2 = g(1 + b)$ , а параметры  $a$ ,  $b$ ,  $k$  определены формулами (1.44), (1.46). Окончательная оценка интеграла  $J_1$  приводит к ответу:  $J_1 \approx g/\sqrt{\mathbf{e}}$  (напомним, что  $g \gg 1$ ,  $\rho = g\mathbf{e} \gg 1$ , т.е.  $\mathbf{e}$  не может принимать нулевое значение:  $\mathbf{e} \gg 1/g$ ).

Приступим к вычислению интеграла  $J_2$ . Функцию  $V(y, g, m)$ , выражаемую соотношением (1.71), представим таким образом:

$$V(y, g, m) \approx m[bg - y/m - \sqrt{(g - y/m)^2 - 1}].$$

Введем обозначение  $y = y/m$ . После замены переменных  $g - t = y + \sqrt{(g - y)^2 - 1}$  интеграл  $J_2$  выразится через табличные интегралы

$$\begin{aligned} J_2 &= \frac{\sqrt{m}}{2} \left\{ \int_g^h \frac{t^{-2} dt}{\sqrt{h-t}} - \int_g^h \frac{dt}{\sqrt{h-t}} \right\} = \\ &= \frac{\sqrt{m}}{2} \left\{ \sqrt{h-g}/(gh) - 2\sqrt{h-g} - \frac{1}{2h^{3/2}} \ln \frac{\sqrt{h} - \sqrt{h-g}}{\sqrt{h} + \sqrt{h-g}} \right\}, \end{aligned}$$

где  $g = g(1 - b) = 1/[g(1 + b)] \approx 1/(2g)$ ,  $h = g + \mathbf{e}/m$ .

Итак, вычисление интеграла  $J$  приводит к ответу:

$$J(\mathbf{e}, g, m) = \frac{2mg^{3/2}\sqrt{r}}{m+2r} \left[ 1 + \frac{m+2r}{2mr} - \frac{m+2r}{2mg^2} + \frac{m}{2\sqrt{2r(m+2r)}} \ln \frac{\sqrt{1+m/(2r)}+1}{\sqrt{1+m/(2r)}-1} \right].$$

Легко видеть, что в рассматриваем нами приближении:  $\rho \gg 1$ ,  $m \gg 1$ , второе и третье слагаемые в квадратных скобках этого выражения много меньше единицы. Опуская эти слагаемые и подставляя полученное значение интеграла  $J(\mathbf{e}, g, m)$  в (1.41), получим формулу для частоты:

$$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}, m) \approx w_{p0} \pi (m + 2\rho) \left\{ m \sqrt{2r} \left[ 1 + \frac{m}{2\sqrt{2r}(m+2r)} \ln \frac{\sqrt{1+m/(2r)} + 1}{\sqrt{1+m/(2r)} - 1} \right] \right\}. \quad (1.52)$$

Рассмотрим значения частоты в зависимости от различных соотношений между параметрами  $\rho$  и  $m$ . При  $1 \ll \rho \ll m$  второе слагаемое в квадратных скобках выражения (1.52) равно единице и, как и следует ожидать, (1.52) трансформируется в формулу (1.23). В случае  $\rho \geq m \gg 1$  второе слагаемое можно опустить, так как оно мало по сравнению с единицей, и для частоты получим формулу:

$$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}, m) \approx w_{p0} \pi \frac{m + 2r}{m \sqrt{2r}} = w_{p0} \pi \frac{m + 2g\mathbf{e}}{m \sqrt{2g\mathbf{e}}}, \quad (1.53)$$

из которой следует важный результат, выражающийся в том, что в данном случае частота зависит от всех трех параметров задачи:  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{g}$ ,  $m$ , причем существенна зависимость от всех параметров, в том числе – и от  $m$ . Итак, мы получили, что при  $1 \ll \rho \ll m$  частота волн выражается формулой (1.23):

$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}) \gg w_{p0} \pi / (2\sqrt{2r}) = w_{p0} \pi / (2\sqrt{2g\mathbf{e}})$ , полученной в приближении бесконечно тяжелых ионов, при этом частота волн меньше  $w_{p0}$ , не зависит от  $m$  и уменьшается с ростом  $\rho$ . При  $\rho \gg m$  из (1.73) получим:

$$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}) \approx w_{p0} \pi \sqrt{2r} / m = w_{p0} \pi \sqrt{2g\mathbf{e}} / m$$

т.е. частота существенным образом зависит от  $m$  и, наоборот, растет с увеличением  $\rho$ . При стремлении скорости волн конечной амплитуды к скорости света, что равносильно пределу  $\rho \rightarrow \infty$ , величина частоты стремится к бесконечности, что полностью противоположно поведению частоты, полученному в приближении неподвижных ионов, где частота при  $\beta \rightarrow 1$  уменьшается до нуля.

В итоге мы получили, что для слабо релятивистских, а также для релятивистских волн при  $\rho = g\mathbf{e} \leq b \leq 1$ , частота волн близка к  $w_{p0}$ . При  $\rho \gg 1$  и любых соотношениях между  $m$  и  $\rho$  с точностью 50% для частоты



волн можно использовать очень простую формулу (1.53), которая правильно отражает функциональную зависимость частоты от параметров  $\epsilon$ ,  $g$ ,  $m$ , т.е. дает уменьшение частоты с ростом  $\rho$  при  $\rho \ll m$  и приводит к нарастанию частоты с увеличением  $\rho$  при  $\rho \gg m$ .

Для фиксированного значения  $m$  зависимость  $w$  от параметра  $\rho$ , выражаемая соотношением (1.53), означает, что при некотором значении  $\rho$  частота имеет минимальное значение  $w_{min}$ . Из условия  $dw/d\rho = 0$  из (1.53) найдем, что  $w_{min} \gg 2\rho w_{p0}/\sqrt{m}$  при  $\rho_{min} \gg m/2$ . Обратим внимание на то, что отношение  $w_{min}/w_{p0}$  зависит только от параметра  $m$ . Очевидно, что при некотором  $\rho = \rho_0 \gg m$  величина  $w$  снова, как и для линейных волн, равна плазменной частоте  $w_p$ . Значение  $\rho_0$ , при котором  $w = w_p$ , найдем с помощью (1.53):  $\rho_0 \gg m^2/(2p^2)$ . Таким образом, для фиксированной амплитуды электрического поля волны, при изменении скорости волны от нуля до скорости света, частота вначале уменьшается по величине до некоторого минимального значения, затем монотонно и неограниченно растет. При этом на отрезке  $0 \leq U \leq c$  частота дважды принимает значение  $w = w_p$ : первый раз – на фазе спада, второй раз – при нарастании от минимального значения до бесконечности. На фазе спада, при значениях  $\rho < \rho_{min} \gg m/2$  можно пользоваться формулами для частоты, полученными для случая бесконечно тяжелых и неподвижных ионов. При  $\rho > \rho_{min} \gg m/2$  величину частоты необходимо определять из формул (1.52), (1.53), полученных из уравнений, учитывающих движение ионов. Все закономерности поведения частоты от параметра  $\rho$ , полученные аналитически, подтверждаются численными расчетами, проведенными по формулам (1.42), (1.43) и представленными на рис. 1.6.

Оценим величину амплитуды электрического поля нелинейной волны, при которой величина частоты волны начинает «реагировать» на динамику ионов. Возьмем  $\rho = \rho_{min} \gg m/2$  и предположим, что волна распространяется в электрон-протонной плазме, а ее амплитуда близка к предельной ( $\epsilon \gg \epsilon_m$ ).

Далее, учитывая, что  $\rho_{min}$  много больше единицы, имеем:  $\epsilon_m \gg 1$ , откуда для

амплитуды электрического поля следует оценка  $E_{0m} \approx \sqrt{4pn_0Mc^2}$ . Из этой формулы для плазмы с плотностью  $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  получим  $E_{0m} \approx 10^{12} \text{ В/м}$ . Такая величина амплитуды электрического поля соответствует значению, которое наблюдается в лазерном луче с длиной волны 1 мкм и интенсивностью  $10^{18} \text{ Вт/см}^2$ .

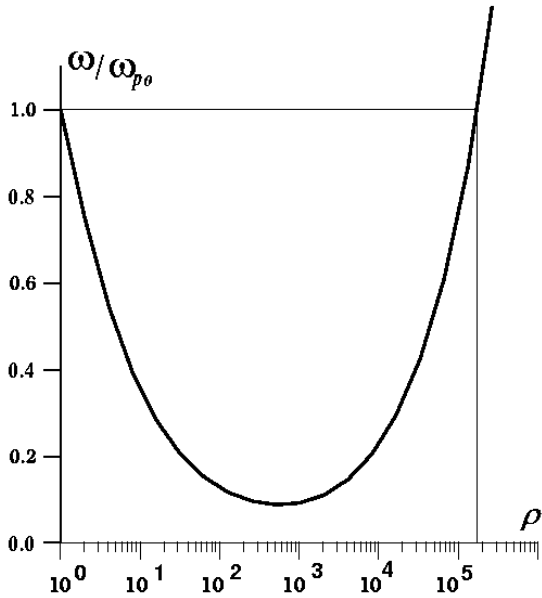


Рис. 1.6. Зависимость частоты нелинейной ленгмюровской волны от параметра  $\rho$  в электрон-протонной плазме

**Электрон-позитронная плазма ( $m = 1$ ).** В этом случае формула (1.57) для частоты представляется в виде:

$$w = w(\mathbf{e}, g) = w_{pe}(\pi/2)(bg)^{3/2}/J(\mathbf{e}, g), \quad (1.54)$$

$$J(\mathbf{e}, g) = \int_0^{y_+} \frac{dy}{\sqrt{\mathbf{e} - V(y, g)}}. \quad (1.55)$$

В интеграле  $J(\mathbf{e}, g)$  величина верхнего предела определяется формулой

$$y_+ = (bg - \mathbf{e}/2)\{\mathbf{e}(bg - \mathbf{e}/4)/[1 + \mathbf{e}(bg - \mathbf{e}/4)]\}^{1/2},$$

а функция  $V(y, g) = 2bg - \sqrt{(g-y)^2 - 1} - \sqrt{(g+y)^2 - 1}$ . Эффективная потенциальная яма, описываемая функцией  $V(y, g)$ , имеет форму, симметричную относительно точки  $y = 0$ , предельная глубина ямы определяется

соотношением  $\mathbf{e}_m = 2bg(1 - \sqrt{\frac{g}{g+1}})$ , предельные амплитуды потенциала  $y_-^* = -(g-1)$ ,  $y_+^* = g-1$  [129].

**Слабо релятивистские волны ( $b \ll 1$ ).** Для слабо релятивистских волн глубина ямы  $\mathbf{e}_m \gg b(2 - \sqrt{2}) \ll 1$ , т.е. параметр  $\mathbf{e} \leq \mathbf{e}_m \ll 1$ . Для того чтобы найти выражение для частоты волн при  $b \ll 1$ , сделаем в интеграле (1.55) замену переменных  $t = [\sqrt{(g-y)^2 - 1} + \sqrt{(g+y)^2 - 1}]/2$ , после чего интеграл  $J(\mathbf{e}, g)$  примет вид:

$$J(\mathbf{e}, g) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ b^2 g \int_b^{bg} \frac{(1-t^2/g^2)^{-1/2} dt}{\sqrt{(b^2 g^2 - t^2)(b-t)}} - g \int_b^{bg} \frac{(1-t^2/g^2)^{-3/2} \sqrt{b^2 g^2 - t^2} dt}{\sqrt{(b-t)}} \right\},$$

где  $b = bg - \mathbf{e}/2$ . Представим выражения  $(1-t^2/g^2)^{-1/2}$  и  $(1-t^2/g^2)^{-3/2}$ , входящие в подынтегральные функции, в виде степенного ряда. Так как на отрезке интегрирования отношение  $t^2/g^2 \ll 1$ , то можно ограничиться конечным числом членов полученного ряда. Итак, получим

$$J(\mathbf{e}, g) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \int_b^{bg} \frac{b^2 g^2 dt}{\sqrt{(b^2 g^2 - t^2)(b-t)}} - \sum_n a_n(\mathbf{e}, g) \int_b^{bg} \frac{(b^2 g^2 - t^2)^{n+1/2} dt}{\sqrt{(b-t)}} \right\}, \quad (1.56)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , а  $a_n(\mathbf{e}, g)$  – коэффициенты ряда, зависящие от  $\mathbf{e}$  и  $g$ . Ограничимся приближением, в рамках которого мы опустим в выражении для интеграла  $J(\mathbf{e}, g)$  члены, содержащие малый параметр  $b$  в степени больше четырех. Анализ показывает, что в этом приближении достаточно сохранить в сумме, фигурирующей в (1.56), первый член. Итак, в принятом приближении получим:

$$J(\mathbf{e}, g) \gg (bg)^{3/2} \left\{ \mathbf{K}(k) - \left(1 + \frac{3}{4} b^2\right) \frac{8}{3} [(1 - v/4)\mathbf{K}(k) - (1 - v/2)\mathbf{E}(k)] \right\},$$

где  $\mathbf{K}(k)$ ,  $\mathbf{E}(k)$  – полные эллиптические интегралы первого и второго рода,

соответственно, параметр  $k = 0,5\sqrt{v}$ ,  $v = \mathbf{e}/b = \delta(2 - \sqrt{2}) \approx 3\delta/5$ . Воспользовавшись асимптотическим разложением  $\mathbf{K}(k)$  и  $\mathbf{E}(k)$  при малых  $k$ , окончательно получим  $J(\mathbf{e}, \mathbf{g}) \approx (\pi/2)(bg)^{3/2}(1 - \frac{15}{16}v - \frac{3}{4}b^2v)$ . Подставляя полученное соотношение для  $J(\mathbf{e}, \mathbf{g})$  в (1.54), находим:

$$w(\delta) \approx w_{pe}(1 + \frac{3}{4}b^2v + v) \approx w_{pe}(1 + \frac{1}{2}\delta b^2 + \frac{3}{5}\delta). \quad (1.57)$$

Как видим, формула (1.57) для частоты по своей структуре подобна формуле (1.50), полученной для слабо релятивистских волн в плазме, содержащей тяжелые ионы, но с двумя существенными отличиями. Первое отличие состоит в том, что слагаемое в (1.57), содержащее параметр  $b$ , которое появилось в формуле для частоты за счет учета нелинейности, имеет положительный знак. Второе отличие – добавка к частоте, связанная только с амплитудой волн (третий член в (1.57)), существенна для волн, имеющих амплитуду, близкую к предельной, за счет чего, например, при  $\delta = 1$  частота более чем в полтора раза превосходит значение  $w_{pe}$ . Основной вывод, следующий из (1.77), состоит в том, что частота слабо релятивистских волн в электрон-позитронной плазме больше частоты линейных колебаний  $w_{pe}$ .

**Релятивистские волны ( $g \gg 1$ ).** Легко видеть, что, так же как и в рассмотренном выше случае волн в плазме с тяжелыми ионами, для релятивистских волн в электрон-позитронной плазме, имеющих амплитуду значительно меньшей предельной, точнее при  $bp \leq 1$ , величина частоты не сильно отличается от ее значения для слабо релятивистских волн. Для того чтобы найти частоту волн при  $\rho \gg 1$ , т.е. при  $g \gg 1$ , в интеграле (1.55) функцию  $V(y, g)$  приближенно представим в виде:

$$V(y, g) \approx 2bg - \sqrt{(g-y)^2 - 1} - (g+y).$$

Введем новую переменную  $t = (g - y) - \sqrt{(g-y)^2 - 1}$ , после чего интеграл (1.55) примет вид:  $J(\mathbf{e}, \mathbf{g}) = \int_q^p \frac{(1/t^2 - 1)dt}{2\sqrt{p-t}}$ , где  $q = g(1 - b)$ ,

$\rho = \mathbf{e} + 2q$ . Этот интеграл вычисляется по аналогии с  $J_2$  и для частоты, полагая  $\rho \gg 1$ , получим:

$$w(\mathbf{e}, \mathbf{g}) \approx w_{\text{pe}} \pi \sqrt{g\mathbf{e}} / 2. \quad (1.58)$$

Зависимость частоты нелинейных ленгмюровских волн в электрон-позитронной плазме от параметров  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{g}$  получилась такой же, как для ультрарелятивистских волн ( $\rho \gg m$ ) в плазме с тяжелыми ионами.

Обобщая результаты, полученные как для слабо релятивистских, так и для релятивистских волн, приходим к заключению о том, что в электрон-позитронной плазме частота нелинейных ленгмюровских волн всегда больше частоты линейных колебаний.

### 1.3. Пределы применимости теории НЛВ

Одно из основных предположений теории НЛВ, изложенной в разделах 1.1 и 1.2 – это то, что плазма холодная. Обычно условия, при которых справедливо данное приближение, записывают в виде неравенств:  $T_e \ll mc^2$ ,  $v_{Te} \ll U$ . Мы предполагаем, что эти условия выполнены и не будем на них останавливаться, но обратим внимание на работу [275], в которой исследуется влияние конечной температуры плазмы на свойства нелинейных ленгмюровских волн. В частности, из этой работы следует, что, в случае, когда температура электронов отлична от нуля, возможны стационарные решения, имеющие вид уединенной ленгмюровской волны (солитон).

Другое использованное нами приближение связано с большим различием масс электронной и ионной компонент плазмы. В этом приближении, которое используется обычно во многих работах, считается, что ионы имеют бесконечную массу и их динамикой пренебрегают (как это принято нами в разделе 1.1, в работах [36; 37; 221]) и др. Покажем, используя результаты теории раздела 1.2 и следуя работе [131], что теория НЛВ, в которой предполагается, что ионы бесконечно тяжелые и неподвижные, имеет ограниченное применение для случая реальной плазмы, где ионы имеют конечную массу. Чтобы убедиться в этом, перейдем в систему отсчета волны, в

которой плазма, как целое, будет двигаться со скоростью  $U$ , а положительный размах потенциала, согласно (1.11) примет значение  $y_+ = g(e + b \sqrt{e^2 + 2e})$ . Для того чтобы поток плазмы был ламинарным, ионы плазмы должны иметь энергию, при которой они способны преодолеть потенциал  $y_+$ . В противном случае ионы будут отражаться от горба потенциала и возникнет многопоточное движение [22]. Условие ламинарности течения в плазме в присутствии нелинейной волны запишем в виде неравенства  $\mu(g-1) \gg y_+$ , где параметр  $m = (A/Z)(M/m)$ ,  $M_i c^2(g-1) = AMc^2(g-1)$  – кинетическая энергия иона в точке профиля волны, в которой потенциал равен нулю. Из приведенного неравенства нетрудно получить условие ламинарности:  $e < \mu/2$ . Таким образом, приближение, в котором предполагается, что ионы бесконечно тяжелые и неподвижные (используемое нами в разделе 1.1 и в работах [36; 37; 221]), применимо для реальной плазмы, где ионы имеют конечную массу, только при условии  $e < \mu/2$ . Для плазмы с самыми легкими ионами – для электрон-протонной плазмы – величина  $\mu/2 \approx 1000$ , для плазмы с более тяжелыми ионами эта величина еще больше. Таким образом, мы установили, что теория, в которой предполагается, что ионы бесконечно тяжелые и неподвижные, имеет ограниченное применение, а диапазон изменения амплитуды поля нелинейных ленгмюровских волн, в котором можно пользоваться этой теорией, определяется следующим соотношением:  $0 \leq E_0 < \sqrt{m}$ .

Для более детального выяснения пределов применимости теории, в которой  $q = 1/\mu = 0$ , мы проведем сравнение результатов, полученных нами в разделах 1.1 и 1.2. Начнем с графика зависимости частоты волн от параметра  $\rho$ , которая для электрон-протонной плазмы ( $m = 1838$ ) приведена на рис. 1.7. Здесь приведены две кривые зависимости для частоты  $w = w(\rho)$ , одна из которых –  $w_1$  – изображает зависимость, полученную с помощью формулы (1.47), другая –  $w_2$  – получена из расчетов, проведенных по формулам (1.41), (1.42). Как видно из этого графика, величины  $w_1$  и  $w_2$  начинают различаться при  $\rho > 200$ . Так, при  $\rho = 200$  отношение  $w_2/w_1 = 1,3$ , при  $\rho = 350$   $w_2/w_1 = 1,5$ , при  $\rho = 600$   $w_2/w_1 = 1,9$ , а при  $\rho = 1000$   $w_2/w_1 = 2,6$ .

Основной вывод, следующий из анализа рис. 1.7, состоит в том, что при величинах параметра  $\rho$ , превышающих величину  $\mu$ , наша теория и,

следовательно, формулы (1.22), (1.47) уже не применимы, так как при  $\rho > \mu$  необходимо учитывать динамику ионов в волне, а учет движения ионов при больших  $\rho$ , как мы видим, сильно меняет зависимость частоты  $w$  от  $\rho$ .

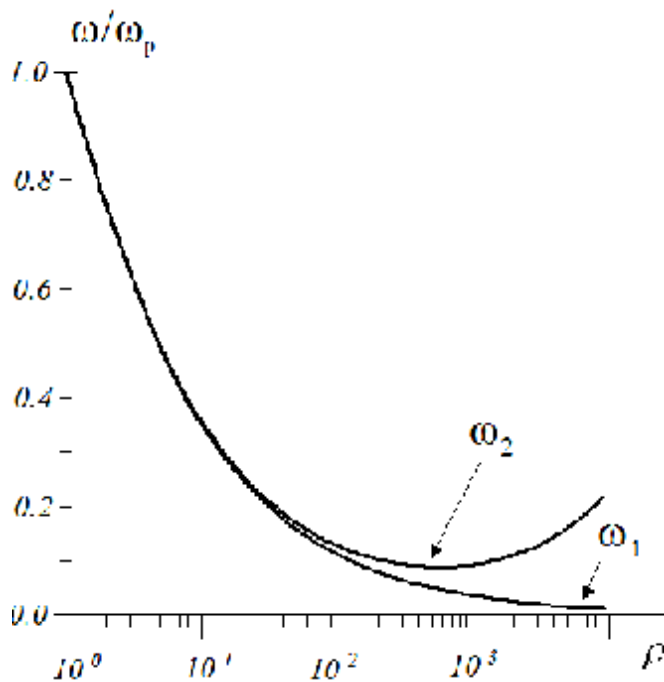


Рис. 1.7. Зависимость частоты нелинейной волны от параметра  $\rho$  в электрон-протонной плазме. Кривая  $w_1$  – график зависимости (1.47), кривая  $w_2$  – расчет частоты волны по формуле 1.41

На рис. 1.8 приведено аналогичное сравнение для профилей положительной части потенциала нелинейных волн в электрон-протонной плазме. Как

мы выяснили, при  $\rho > 1$  профиль волны, рассчитанный в разделе 1.1 по формуле (1.20), – это парабола. Профили, полученные из расчетов раздела 1.2, тоже параболы при  $1 < \rho < 100$ , далее, при увеличении  $\rho$  они слегка начинают отличаться от параболы, принимая форму, близкую к косинусу при  $\rho = 1000$ , а затем наблюдается более сильное отличие формы волны от параболы (или косинуса). Существенное отличие профилей, как это видно из рис. 1.8, имеет место при  $\rho > 10^4$ . Из рис. 1.8 можно сделать вывод о том, что, согласно расчетам, в которых учтена динамика ионов, профиль положительной части потенциала нелинейных ленгмюровских волн при  $\rho \leq 10^3$  имеет форму либо косинуса, либо параболы, которые фактически различаются незначительно, а при  $\rho > 10^4$  профиль приобретает пилообразную форму. Профиль отрицательной части потенциала волн имеет пилообразную форму при  $\rho > 10$  как в приближении, где принято, что  $\mu \rightarrow \infty$ , так и в теории, в которой параметр  $\mu$  считается конечным.

Таким образом, для реальной плазмы, в которой величина  $m$  конечна, при  $\rho \gg m$  как положительная (см. рис. 1.8), так и отрицательная части профиля потенциала принимают пилообразную форму, причем

отношение амплитуд постоянно:  $Y_+/|Y_-| \approx m$ , а электрическое поле волны, которая движется с фазовой скоростью  $U \approx c$ , имеет вид прямоугольных сигналов положительной и отрицательной полярности, имеющих равные амплитуды и длительности.

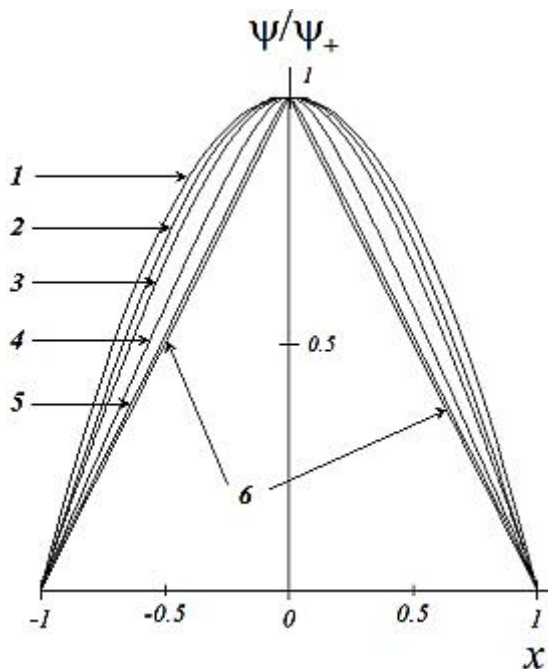


Рис. 1.8. Профили положительной части потенциала, полученные из решения уравнения (1.33). Координата по оси абсцисс  $x = X/X_+$ . Кривая 1 — график параболы  $y_1 = 1 - x^2$  и профиль волны при  $1 < \rho < 100$ ; 2 — график косинуса  $y_2 = \text{Cos}(px/2)$  и профиль волны при  $\rho = 1000$ , 3 —  $\rho = 2000$ ; 4 —  $\rho = 10^4$ ; 5 —  $\rho = 10^6$ ; 6 — график «пилы»  $y_3 = 1 - |x|$

Итак, основной вывод сравнительного анализа двух подходов, изложенных в разделах 1.1. и 1.2, состоит в том, что теорией, которая описывает нелинейные ленгмюровские волны и в которой предполагается, что  $m/M = 0$ , в грубом приближении можно пользоваться при условии  $\rho < \mu$ . Более строгое условие применимости этого приближения, которое следует из рис. 1.7, налагает более жесткое ограничение: величина  $\rho$  должна быть на порядок меньше параметра  $\mu$ .

Обсудим результаты, полученные при исследовании НЛВ. Прежде всего отметим, что в общем случае задача о распространении нелинейных волн в бесстолкновительной плазме достаточно сложна для решения, но она существенно упрощается и ее можно решить, если считать плазму холодной и воспользоваться гидродинамическим описанием процессов в плазме. В этом приближении, которое было использовано нами для получения решений, приведенных в разделе 1.2, электронная и ионная компоненты движутся как два жидких потока в самосогласованных полях. Еще более упрощая задачу, можно принять, как это сделано в разделе 1.1 и в работах [34; 37], что ионы неподвижны, и рассматривать движение только электронной жидкости. В этом приближении авторы работ [34; 37] для частоты волн получили решение,



которое выражается через эллиптические функции, а мы в разделе 1.1 получили достаточно простые аналитические выражения для профиля потенциала и частоты НЛВ.

При учете движения ионов профиль НЛВ и зависимость ее частоты от скорости более сложные, чем те, которые следует из формул (1.20)-(1.22), (1.47). Как выяснилось, частота волны при совсем малых скоростях ее распространения, как и в линейной теории, равна плазменной электронной. По мере увеличения скорости частота волны, как и в теории с неподвижными ионами, уменьшается, но только до некоторого минимального значения (рис. 1.6, 1.7). Затем, при дальнейшем росте скорости, частота начинает увеличиваться, при некоторой скорости волны снова становится равной плазменной и для ультрарелятивистских волн в холодной плазме частота неограниченно растет при стремлении скорости волны к скорости света. Отсюда следует, что в случае неподвижных ионов частота волны  $\omega$  монотонно падает с увеличением  $g$ , но с учетом динамики ионов монотонное падение останавливается, а когда движение ионов в волне становится все более активным, частота начинает расти с ростом  $g$ .

Из анализа зависимости частоты волны от ее скорости, полученной в разделе 1.2, можно предположить, что динамика ионов начинает влиять на характеристики волны для параметров волны, при которых ее частота имеет минимум, т.е. при  $r \approx m/2$ . Другими словами, движение ионной компоненты плазмы «включается» при амплитудах электрического поля волн  $E_{0m} \approx (mc/e)w_{p0}\gamma^{1/2} \approx (mc/e)w_{p0}m^{1/2}$ . Если, как это предполагается в работе [68], значение  $E_{0m}$  по порядку величины сравнимо с максимальным значением электрического поля в лазерном импульсе  $E_{Lm} \sim E_{0m}$ , то приведенное выше значение  $E_{0m}$  согласуется с оценкой, полученной в работе [68] для максимального поля  $E_{Lm}$ , больше которого, как считают авторы этой работе, уже необходимо учитывать движение ионной компоненты плазмы.

Интересные особенности в продольных волнах имеет форма профилей потенциала и электрического поля. Для выбранной нами точки на профиле волны, в которой мы положили потенциал равным нулю и от которой ведется отсчет величины потенциала, мы получили, что полный размах колебаний потенциала для релятивистских волн определяется преимущественно положительной амплитудой. Как выяснилось, в некотором диапазоне

скоростей электрическое поле в релятивистских волнах имеет профиль, весьма близкий к пилообразному. При  $r > 10$  становится пилообразной отрицательная часть потенциала. При увеличении скорости распространения волн, в ультрарелятивистском пределе, пилообразным становится весь профиль потенциала в волне, а профиль электрического поля имеет прямоугольную форму.

Для электрон-протонной плазмы, рассмотренной нами, необходимо особо подчеркнуть, что, как видно из формулы (1.53) и рис. 1.6, частота волны  $\omega$  отличается от плазменной электронной менее чем на порядок величины (максимум в 7 раз) в достаточно большом диапазоне изменения параметра  $\rho$  :  $1 \leq \rho < 10^5$ .

Основной вывод, который необходимо отметить прежде всего, – это то, что при исследовании нелинейных ленгмюровских волн учет движения ионов принципиален. Как мы видим, зависимость частоты от амплитуды ( $\mathcal{E}$ ) и фазовой скорости ( $g$ ) волн, а также от параметра  $m$ , характеризующего массовый состав плазмы, полностью противоположна для двух крайних случаев: 1) для плазмы, в которой предполагается, что ионы бесконечно тяжелые и неподвижные ( $m \rightarrow \infty$ ), – частота всегда ниже частоты линейных волн  $\omega_{p0}$  и с увеличением параметра  $\rho = g\mathcal{E}$  монотонно уменьшается, 2) для электрон-позитронной плазмы, в которой массы ионов и электронов равны ( $m = 1$ ), следовательно, движение ионов (в данном случае – позитронов) происходит наравне с электронами, – частота всегда выше частоты линейных колебаний и с увеличением  $\rho$  монотонно растет. Для промежуточного случая, когда параметры плазмы таковы, что  $m \gg 1$ , зависимость частоты от характеристик волн достаточно сложна и выражается формулами (1.52), (1.53). Другой очень важный вывод – это то, что частота в общем случае зависит существенным образом от всех трех параметров задачи:  $g$ ,  $\mathcal{E}$  и  $m$ , причем при заданном значении  $m$  величина частоты контролируется параметром  $\rho$ , равным произведению  $g$  на  $\mathcal{E}$  ( $\rho = g\mathcal{E}$ ), т.е. в одинаковой степени зависит как от скорости, так и от амплитуды волн.

### 1.3. Ионно-звуковые нелинейные и ударные волны

Рассмотрим бесстолкновительную плазму с температурой электронов  $T_e$  и температурой ионов  $T_i$  в отсутствие магнитного поля. Будем считать плазму неизотермической – полагаем  $T_e \gg T_i$ . В такой плазме, кроме ленгмюровских волн, рассмотренных нами в разделе 1.1, существуют еще ионно-звуковые колебания и волны, которые в гидродинамическом приближении в одномерном случае описываются уравнениями [34]:

$$M \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} \right) = -eE = e \frac{\partial j}{\partial x}, \quad (1.59)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n\mathbf{v}) = 0, \quad (1.60)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4pe(n - n_e) = 4pe[n - n_0 \exp(e\varphi/T_e)], \quad (1.61)$$

где  $n_0$  – невозмущенная плотность плазмы, переменные  $n$  – плотность ионов,  $n_e$  – плотность электронов,  $\mathbf{v}$  – скорость ионов,  $\varphi$  – потенциал и  $E$  – напряженность электрического поля являются функцией координаты  $x$ , а температура электронов  $T_e$  – постоянный параметр. В уравнении (1.61) формула для плотности электронов  $n_e = n_0 \exp(e\varphi/T_e)$  следует из предположения, что в низкочастотных ионно-звуковых колебаниях ( $w \ll w_{pe}$ ) сила, связанная с давлением электронов, уравновешена силой электрического поля волны, которое для очень подвижных электронов можно считать стационарным.

В линейном приближении из уравнений (1.59)-(1.61) можно получить дисперсионное соотношение [34]:

$$w(k) = w_{pi} k d_e^2 / (1 + k^2 d_e^2)^{1/2} = k C_S / (1 + k^2 d_e^2)^{1/2}, \quad (1.62)$$

где  $w_{pi} = (4\pi e^2 n_0 / M)^{1/2}$  – ионная плазменная частота,  $C_S = (T_e / M)^{1/2}$  – скорость ионного звука. Из уравнения (1.62) следует, что в длинноволновом приближении ( $k^2 d_e^2 \ll 1$ ) ионно-звуковые волны (ИЗВ) распространяются в плазме со скоростью ионного звука  $\mathbf{v}_f = w/k = \mathbf{v}_g = dw/dk = C_S$ , а коротковолновые колебания ( $k^2 d_e^2 \gg 1$ ) практически не распространяются (локализованы в месте зарождения) и имеют частоту  $w = w_{pi}$ . Нас будут интересовать главным образом длинноволновые ИЗВ, в которых соблюдается квазинейтральность и в которых уравнение (1.61) можно заменить соотношением

$$n = n_e = n_0 \exp(e\phi/T_e), \quad (1.63)$$

Замечательное свойство ИЗВ произвольной амплитуды заключается в том, что для них можно получить решение в виде простых волн. Действительно, предполагая, что плотность и скорость являются функциями друг друга, из уравнений (1.59), (1.60) и (1.63) можно получить решение, описывающее движение произвольного возмущения плотности в плазме, в котором фазовая скорость плоскостей, на которых плотность постоянна выражается формулой:  $v(n) |_{n = const} = C_S [\ln(n/n_0) + 1]$ . Из этого решения следует, что точки, находящиеся на профиле возмущения, в которых плотность больше, имеют большую скорость. Это означает, что передний профиль движущегося возмущения большой амплитуды будет со временем укучаться и является следствием того, что «работает» нелинейное слагаемое  $v \nabla v / \nabla x$  в уравнении (1.59). Для простых волн укучение, т.е. появление гармоник с большими волновыми числами, будет продолжаться до тех пор, пока соблюдается квазинейтральность и справедливо приближение (1.63). Когда величина ширины фронта возмущения, уменьшаясь, приблизится к размеру дебаевского радиуса, начнется расплывание фронта, действие которого объясняется тем, что, согласно дисперсионному соотношению (1.62), гармоники с меньшей длиной волны имеют меньшую фазовую скорость. Таким образом, нелинейное укучение, с одной стороны, и дисперсионное расплывание – с другой, могут привести к образованию в плазме установившейся ИЗВ большой амплитуды.

Таким образом, мы приходим к заключению о том, что в бесстолкновительной плазме в отсутствие магнитного поля существует две ветки колебаний: 1) ленгмюровские, 2) ионно-звуковые и закон дисперсии этих колебаний таков, что возможно образование нелинейных установившихся волн для обеих веток [22; 164].

Нелинейные уединенные и периодические ионно-звуковые волны в отсутствие магнитного поля в плазме с холодными ионами исследовались в работах [73; 274]. Эти волны возникают в результате конкуренции между нелинейным укучением фронта волны конечной амплитуды и дисперсией [79; 116; 164].

Ламинарную УВ с осцилляторным шлейфом за фронтом (рис. 1.9 а) в плазме без магнитного поля впервые исследовали авторы работы [297], рассматривая отраженные ионы в качестве механизма диссипации.

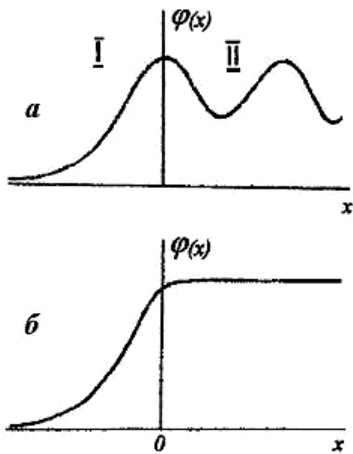


Рис. 1.9. Профиль потенциала в ламинарной ударной волне: *a* – с осцилляторным фронтом, *б* – монотонный

Возможность существования УВ с монотонным профилем потенциала (рис. 1.9 б) установили авторы работ [299; 345; 349], подбирая соответствующим образом функцию распределения захваченных в волне электронов. В настоящее время возможность существования ламинарных УВ надежно установлена теоретически и экспериментально.

**Постановка задачи для ламинарной ударной волны.** Рассмотрим задачу о нахождении установившегося профиля потенциала ламинарной УВ в бесстолкновительной плазме в отсутствие внешних полей и токов. Задача ставится следующим образом. Пусть одномерная установившаяся УВ бежит в отрицательном направлении оси  $Ox$  с постоянной скоростью. Перейдем в систему отсчета волны, в которой в рассматриваемом случае все интересующие нас величины не зависят от времени. В этой системе отсчета поведение электронов и ионов в бесстолкновительной плазме описывается кинетическими уравнениями Власова:

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_k}{\partial x} + \frac{q_k}{m_k} E(x) \frac{\partial f_k}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (1.64)$$

Мы предполагаем, что плазма состоит из заряженных частиц разного сорта и в уравнении (1.64) обозначили, соответственно, через  $f_k(\mathbf{v}, x)$ ,  $q_k$ ,  $m_k$  функцию распределения, заряд и массу  $k$ -той компоненты плазмы. Входящее в эти уравнения электрическое поле волны  $E(x)$  определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi \sum_k q_k n_k, \quad (1.65)$$

где  $n_k(x)$  – плотность частиц  $k$ -той компоненты.

Для пространственной структуры профиля потенциала ламинарной УВ существует две очевидные возможности:

а) профиль с постоянными осцилляциями за фронтом (рис. 1.9а), причем в осцилляциях за фронтом могут быть захваченные электроны и ионы, а перед

фронтом – ионы, отраженные от переднего (положительного) горба потенциала;

б) монотонный скачок потенциала от нуля до амплитудного значения (рис. 1.9б).

В работе [297] высказана идея о том, что роль бесстолкновительного механизма диссипации в УВ могут играть ионы, отраженные от фронта волны. Следуя этой мысли, будем искать решение уравнений (1.64), (1.65) в виде волны со шлейфом (рис. 1.9а), предполагая, что в области I (рис. 1.9а) имеются как налетающие на горб потенциала ионы, так и отраженные от него, а в области II присутствуют только ионы, преодолевшие разность потенциалов во фронте волны. Нам необходимо найти решение отдельно для областей I и II, а затем сшить их в точке  $x = 0$ .

Считая, что скорость волны существенно меньше тепловой скорости электронов, предположим, что плазменные электроны (в том числе и захваченные) во всем пространстве имеют максвелловское распределение по скоростям с температурой  $T_e$ :

$$f_{eo}(\mathbf{v}) = \exp(-m\mathbf{v}^2/2T_e). \quad (1.66)$$

Для стационарных одномерных волн решением уравнения (1.64) для ионной функции распределения  $f(\mathbf{v}, x)$  будет любая функция полной энергии частицы  $\mathbf{e} = M\mathbf{v}^2/2 + qj(x)$ . В рассматриваемых нами областях I, II (рис. 1.9а) функция  $j(x)$  монотонна, поэтому функции распределения ионов будут определены полностью в этих областях, если они определены в какой-либо одной точке. Будем считать функции  $f(\mathbf{v}, x)$  известными при  $x = -\mathbb{Y}$ , где положим  $j(-\mathbb{Y}) = 0$ . Зная функции распределения частиц, пространственный ход потенциала можно найти из уравнения (1.65).

Для нахождения  $j(x)$  удобнее воспользоваться полученным с помощью уравнений (1.64) - (1.65) законом сохранения полного импульса плазмы:

$$\frac{d}{dx} \left[ \sum_k m_k c_k \int \mathbf{v}^2 f_k(\mathbf{v}, x) d\mathbf{v} - \frac{1}{8} \left( \frac{dj}{dx} \right)^2 \right] = 0 \quad (1.67)$$

где  $c_k$  – некоторые константы. Суммирование в (1.67) производится по всем компонентам плазмы. Заметим, что стационарные функции  $f_k(\mathbf{v}, x)$ , входящие в выражение (1.67), можно найти из уравнения (1.64), записанного в системе координат, движущейся со скоростью волны.

Положим, что плазма состоит из множества групп частиц. Каждая группа имеет свою функцию распределения  $f_k$  и движется как целое относительно системы волны вдоль оси  $Ox$  со скоростью  $u_k$ . Мы считаем функции распределения частиц известными в системе волны при  $x = -\mathcal{X}$ , где  $j = 0$ :  $f_k(\mathbf{v}, -\mathcal{X}) = f_{k0}(\mathbf{v}_0)$ ; здесь  $\mathbf{v}_0$  – скорость частиц при  $x = -\mathcal{X}$ . По этой причине удобнее преобразовать выражение (1.67) таким образом, чтобы в него вошли задаваемые функции  $f_{k0}(\mathbf{v}_0)$ . Для этого достаточно, учитывая закон сохранения энергии частиц  $\mathbf{v}_0^2 = \mathbf{v}^2 + 2qj(x)/m_k$ , перейти в интегралах (1.67) к переменным  $\mathbf{v}_0$ . Прделав это, получим:

$$\frac{d}{dx} \left\{ \sum_k m_k c_k \int \sqrt{\mathbf{v}_0^2 - 2qj/m_k} f_{k0}(\mathbf{v}_0) d\mathbf{v}_0 - \frac{1}{8p} \left( \frac{dj}{dx} \right)^2 \right\} = 0. \quad (1.68)$$

Обозначим выражение в фигурных скобках через  $P(j)$ . Интегрируя уравнение (1.68) по  $x$ , получим  $P(j) = const$ , где постоянная интегрирования не зависит от  $x$ . Положим  $const = P(0)$ . Тогда получим:

$$8p \sum_k m_k c_k \int \mathbf{v}_0 \left( \sqrt{\mathbf{v}_0^2 - 2qj/m_k} - \mathbf{v}_0 \right) f_{k0}(\mathbf{v}_0) d\mathbf{v}_0 = \left( \frac{dj}{dx} \right)^2 - E_0^2, \quad (1.69)$$

где  $E_0 = -dj/dx$  – электрическое поле при  $x = -\mathcal{X}$ . Положим здесь для простоты  $E_0 = 0$ . Для электронной компоненты константу  $c_e$ , входящую в уравнение (1.69), найдем из условия  $n_0 = c_e \int f_{e0}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$ :  $c_e = n_0 / \sqrt{2pT_e/m}$ , где  $n_0$  – плотность плазмы при  $x = -\mathcal{X}$ . Подставляя (1.66) в (1.69), и переходя к безразмерным переменным  $\mathbf{w} = \mathbf{v}_0/U_k$ ,  $\mathbf{x} = x/l_e$ ,  $\mathbf{y} = ej/T_e$ , получим окончательное уравнение для определения потенциала  $\mathbf{y}(\mathbf{x})$ :

$$\sum_k M_{Sk}^2 n_k \int \left( \sqrt{\mathbf{w}^2 - 2\mathbf{y}(\mathbf{x})Z_k/M_{Sk}^2} - \mathbf{w} \right) f_{k0}(\mathbf{w}) \mathbf{w} d\mathbf{w} + e^{\mathbf{y}} - 1 = \frac{1}{2} \left( \frac{d\mathbf{y}}{d\mathbf{x}} \right)^2, \quad (1.70)$$

где  $M_{Sk} = U_k/c_s$  и введены новые нормировочные коэффициенты  $n_k = c_k U_k/n_0$ . Суммирование в уравнении (1.70) производится только по ионам. Константы  $n_k$ , входящие в уравнение (1.70), можно найти, полагая плазму квазинейтральной при  $x = -\mathcal{X}$ , из соотношения:

$$\sum_k n_k \int f_{k0}(\mathbf{w}) d\mathbf{w} = 1. \quad (1.71)$$

Введем новую функцию  $\mathbf{V}(\mathbf{y}) = \frac{1}{2} \left( \frac{d\mathbf{y}}{d\mathbf{x}} \right)^2$ , которая по смыслу есть безразмерная

плотность энергии электрического поля. Функция  $V(y)$ , очевидно, удовлетворяет уравнению:

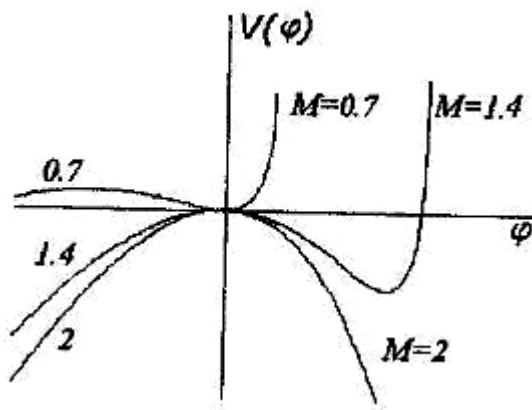
$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{dV}{dy}. \quad (1.72)$$

Из вида уравнения (1.72) вытекает, что  $V(y)$  играет роль эффективной потенциальной энергии системы.

Далее в этом разделе рассмотрим плазму, состоящую из одного сорта однозарядных ионов и электронов. В частном случае холодных ионов ( $T_i = 0$ ) для эффективной потенциальной энергии получим известное выражение [165]:

$$-\frac{1}{2} \left( \frac{dy}{dx} \right)^2 = V_0(y) = 1 - \exp(y) + M_s^2 \left( 1 - \sqrt{1 - 2y / M_s^2} \right). \quad (1.73)$$

Графики  $V_0(y)$  для различных значений числа Маха  $M_s = U/C_s$  приведены на рис. 1.10, из которых следует, что в данном случае в зависимости от значения  $V_0(0)$  можно сконструировать периодические и уединенные волны. Однако эти



волны не являются ударными, так как здесь нет диссипации.

Рис. 1.10. График эффективной потенциальной энергии при различных значениях числа Маха  $M$

Как уже отмечалось выше, роль бесстолкновительной диссипации в нашем рассмотрении будут играть ионы, отраженные от переднего фронта волны. Такое отражение ионов возможно только в плазме, ионы которой имеют некоторую отличную от нуля температуру  $T_i$ .

Для нахождения профиля УВ в плазме с «теплыми» ионами, функцию распределения ионов возьмем в виде (рис. 1.11):

$$f_0(\mathbf{w}) = \begin{cases} \exp[-qM_s^2(|\mathbf{w}| - 1)^2/2], & \mathbf{w} \geq -\mathbf{w}_0, \\ 0, & \mathbf{w} < -\mathbf{w}_0, \end{cases} \quad (1.74)$$

здесь  $\mathbf{w}_0 = \sqrt{2y_A / M_s^2}$ ,  $q = T_e/T_i$  ( $y_A$  – амплитуда потенциала:  $y_A = y(0)$ ).



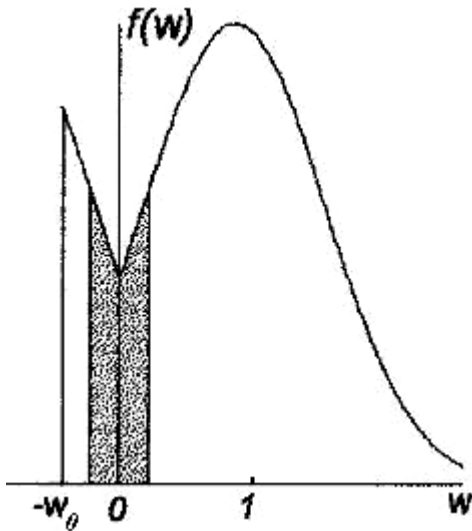


Рис. 1.11. Функция распределения ионов  
в невозмущенной плазме

Из распределения (1.74) в область II ( $x > 0$ ) попадают лишь те частицы, скорость которых  $w > w_0$ . Полагаем, что захваченных ионов нет. При  $x < 0$  в точке с произвольным потенциалом  $y(x)$  имеются частицы со скоростями  $w > w_y \equiv \sqrt{2y/M_s^2}$  и отраженные – находящиеся в интервале  $-w_0 < w < -w_y$  (на рис. 1.11 число таких частиц изображено незаштрихованной площадью). Учитывая эти рассуждения для нахождения пределов интегрирования и подставляя функцию распределения (1.74) в выражение (1.70), получим [10]:

– при  $x < 0$

$$n_i M_s^2 \left[ \int_{w_y}^{\infty} F(w, w_y) dw + \int_{w_y}^{w_0} F(w, w_y) dw - \int_0^{\infty} F(w, 0) dw - \int_0^{w_0} F(w, 0) dw \right] + \quad (1.75)$$

$$+ e^y - 1 = \frac{1}{2} \left( \frac{dy}{dx} \right)^2 = -V_1(y),$$

– при  $x > 0$

$$n_i M_s^2 \left[ \int_{w_y}^{\infty} F(w, w_y) dw - \int_0^{\infty} F(w, 0) dw - \int_0^{w_0} F(w, 0) dw \right] + e^y - 1 = \frac{1}{2} \left( \frac{dy}{dx} \right)^2 = -V_2(y), \quad (1.76)$$

где  $F(w, w_y) = w \sqrt{w^2 - w_y^2} \exp[-q M_s^2 (w - 1)^2 / 2]$ .

Для решения уравнений (1.75), (1.76) необходимо знать соотношение между  $M_s$  и  $u_A$  (т.е. между скоростью волны и ее амплитудой). Эту зависимость найдем из уравнения (1.75), полагая  $y = y_A, \left( \frac{dy}{dx} \right)_{y=y_A} = 0$ :

$$e^y - 1 = n_i M_S^2 \left[ \int_0^\infty F(\mathbf{w}, 0) d\mathbf{w} + \int_0^{w_0} F(\mathbf{w}, 0) d\mathbf{w} - \int_{w_0}^\infty F(\mathbf{w}, w_0) d\mathbf{w} \right]. \quad (1.77)$$

Таким образом, задаваясь, например, величиной  $M_S$ , из уравнения (1.77) находим соответствующее  $y_A$  и затем, подставляя  $M_S$  и найденное  $y_A$  в (1.74), (1.75), находим профиль потенциала:  $y = y(x)$ .

**Методы численных расчетов.** В общем случае уравнения (1.75), (1.76) аналитически не решаются, поэтому их решение проводилось методами численного счета. Основная доля времени приходится на вычисление интегралов, поэтому большое внимание было уделено выбору и исследованию подходящей процедуры, вычисляющей интегралы. В результате проб была выбрана процедура вычисления интегралов по методу Симпсона. Путем многочисленных тестов было определено, что с помощью этой процедуры с большой точностью ( $\sim 10^{-5}$ ) вычисляются интегралы только от монотонных функций. Это было учтено в расчетах – все интегралы разбивались на сумму интегралов от монотонных функций. Затем был определен шаг интегрирования, при котором точность вычислений была наилучшей.

Интегрирование полученных выше дифференциальных уравнений (1.75), (1.76) осуществлялось методом Рунге-Кутты. При решении этим методом необходимо соблюдать осторожность, т.к. уравнения типа (1.75), (1.76) относятся к классу неустойчивых [152]. Для проверки устойчивости уравнения (1.75), (1.76) с одними и теми же значениями параметров  $M_S$ ,  $y_A$  решались дважды с различными начальными условиями. В первом случае решение начиналось от максимального значения потенциала, в другом – начиная от небольших величин  $y \gg 0$ . Оставлялись только те решения, в которых пара вычисленных при заданном  $x$  значений  $y(x)$  отличалась менее чем на 1%.

Кроме того, для проверки полученных решений проводилось их сравнение с уже известными. Решение уравнения (1.75) при больших  $q$  должно быть близко к солитонному. Действительно, как показала проверка, при параметрах  $q = 10^3$ ,  $M_S = 1,3$  профиль переднего фронта УВ повторяет профиль уединенной волны с тем же числом Маха. Кроме этого сравнивались зависимости  $M_S = M_S(y_A)$ , полученные из решения уравнения (1.77) при больших  $q$  с из-

вестной зависимостью [165] (соотношение (1.73) ), полученной для холодных ионов.

**Результаты вычислений.** Сначала было решено уравнение (1.77), т.к. зависимость  $M_S = M_S(y_A)$  необходимо знать в первую очередь. Результат решения этого уравнения приведен на рис. 1.12. Область существования решений ограничена кривыми 1 и 2. Кривая 1 – зависимость для гидродинамических уединенных волн, полученная из уравнения (1.73), кривая 2 – огибающая предельных значений чисел Маха. Дело в том, что в случае УВ, так же как и для солитонов, скорость волны тоже имеет предельное значение, выше которого решения нет. При стремлении температуры ионов к нулю предельное значение числа Маха приближается к солитонному  $M_S^* \gg 1,6$ . При этом кривая зависимости

$M_S(y_A)$ , как и следует ожидать, близка к кривой 1.

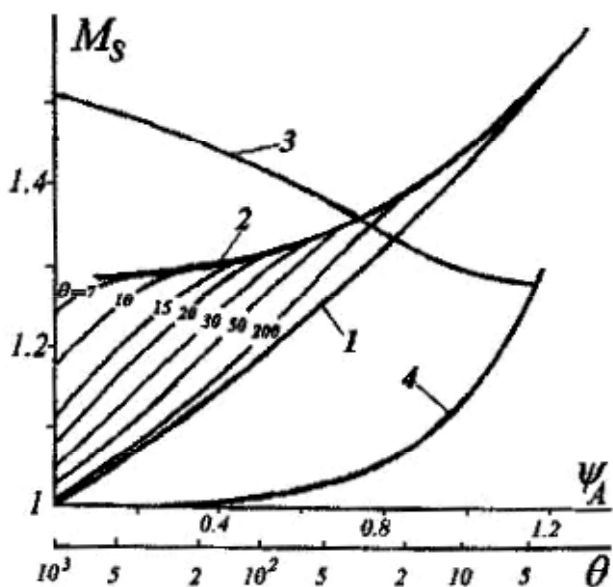


Рис. 1.12. Зависимость скорости ударной волны от амплитуды потенциала

На рис. 1.12 также приведена зависимость предельных значений чисел Маха и скорости линейной ионно-звуковой волны от  $q$  (соответственно, кривые 3 и 4). Точка пересечения кривых дает критическое значение температуры ионов  $T_i^* \gg 0,2T_e$ , выше которой существование УВ невозможно.

При увеличении температуры ионов предельная скорость УВ стремится к значению  $M_S^* \gg 1,3$ . Предельные значения получаются из уравнения (1.77) при выполнении условия квазинейтральности в точке максимума потенциала:  $n_e(y_A) = n_i(y_A)$ . В этом случае решение для потенциала имеет монотонный характер.

Особенности структуры УВ можно проследить качественно, исследуя графики эффективной потенциальной энергии  $V_1(y)$  и  $V_2(y)$ . Зависимость  $V_1(y_A)$  при различных числах Маха  $M_S$  и заданной температуре  $q = 500$ , приведена на рис. 1.13. При других  $q$  вид графиков аналогичен. Из приведенных кри-

вых видно, что при  $M_S < 1$  волны не образуются, так как нет потенциальной ямы.

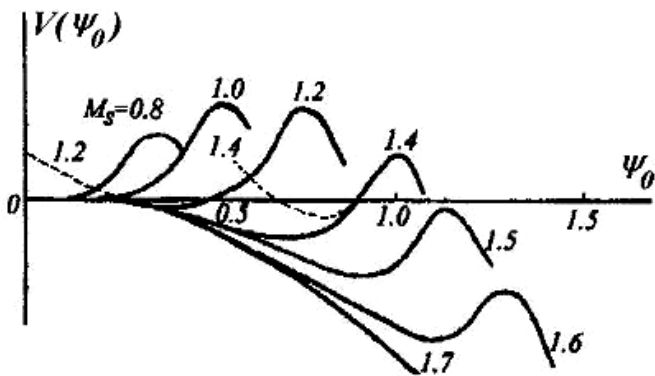


Рис. 1.13. График эффективной потенциальной энергии

При  $M_S > 1$  появляется яма, которая существует до некоторого критического значения числа Маха  $M_S^*$ . При  $M_S = M_S^*$  кривая  $V(y_A)$  касается

оси  $y_A$ , при этом  $dV/dy_A = 0$ . Это условие означает, что  $n_e(y_A) = n_i(y_A)$ , т.е. в этой точке плазма квазинейтральна. Поведение кривых  $V_2(y_A)$  при этом показано на рис. 1.13 пунктирными линиями. Видно, что с увеличением числа Маха ширина ямы  $V_2(y_A)$ , по которой, собственно, и определяется амплитуда осцилляций за фронтом волны (см. рис. 1.9), при  $M_S \rightarrow M_S^*$  стремится к нулю. Таким образом, при  $M_S = M_S^*$  профиль УВ имеет монотонный вид. При этом для  $x = \pm \infty$   $n_e = n_i$ . Эти качественные выводы подтверждают численные расчеты.

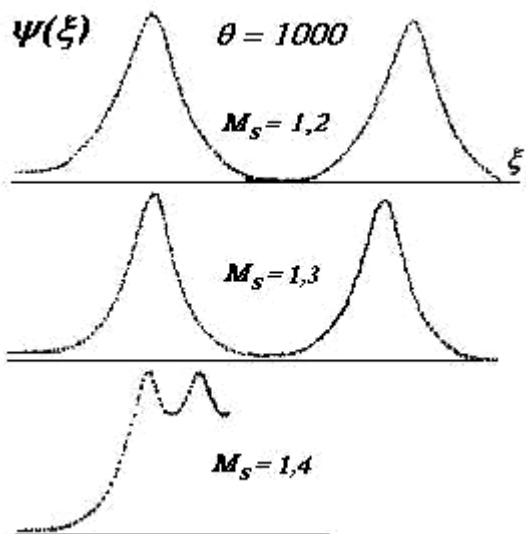


Рис. 1.14. Расчетные профили потенциала в зависимости от скорости ударной волны ( $T_e/T_i = 1000$ )

На рисунках 1.14-1.17 приведен профиль потенциала УВ при различных скоростях волны для величин  $\theta = 1000, 200, 100, 30$ , а на рис. 1.18 – профиль при различных температурах ионов для заданного значения  $M_S = 1,2$ . Из рис. 1.14-1.18 следует, что амплитуда и период осцилляций уменьшаются с увеличением температуры и скорости волны.

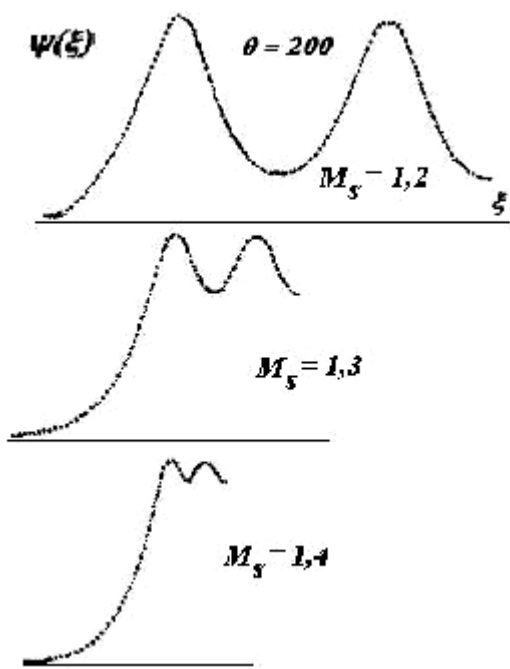


Рис. 1.15. Расчетные профили потенциала в зависимости от скорости ударной волны ( $T_e/T_i = 200$ )

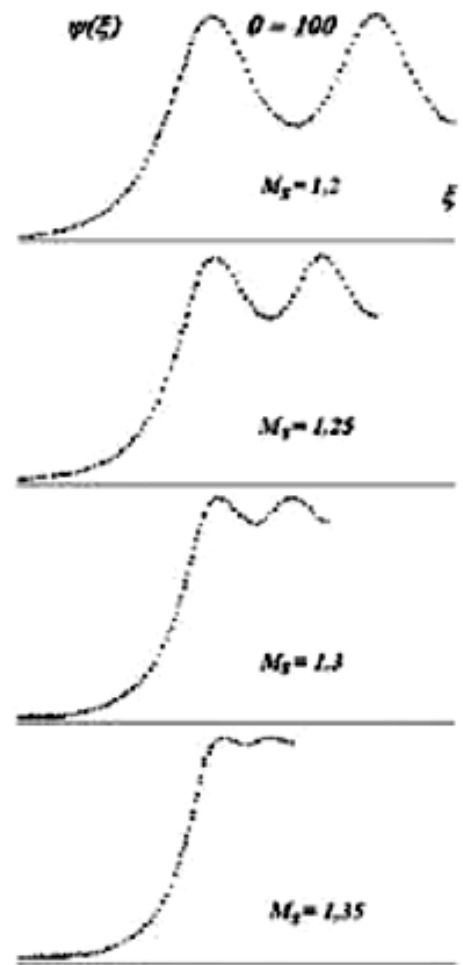


Рис. 1.16. Расчетные профили потенциала в зависимости от скорости ударной волны ( $T_e/T_i = 100$ )

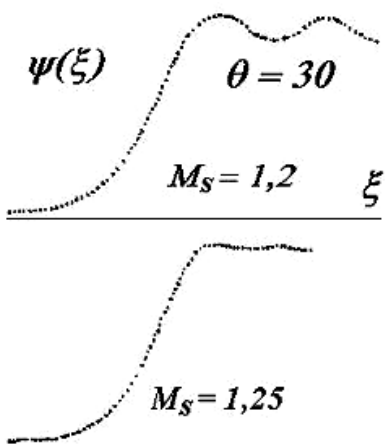
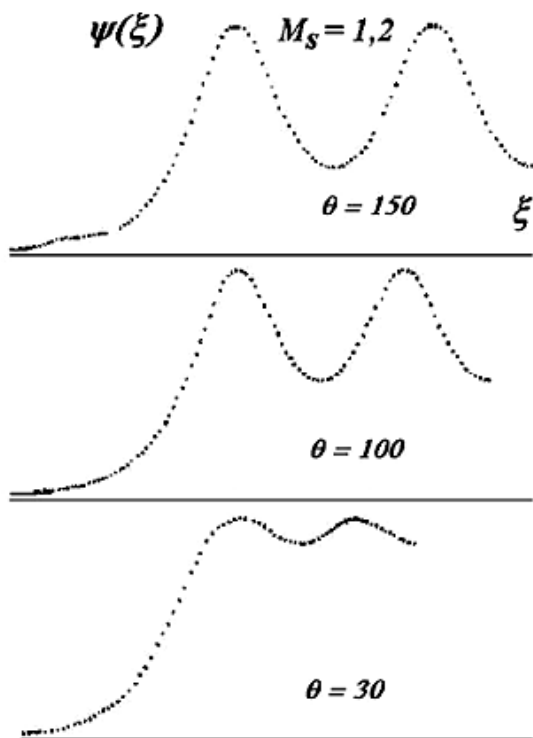


Рис. 1.17. Расчетные профили потенциала в зависимости от скорости ударной волны ( $T_e/T_i = 30$ )

При пренебрежимо малой температуре ионов  $q \sim 10^3, 10^4$  профиль переднего фронта волны для  $M_S - 1 \ll 1$  совпадает с профилем уединенной волны (солитона) при том же  $M_S$ . Этот факт позволяет качественно представить УВ как совокупность отталкивающихся солитонов, удерживаемых в равновесии, с одной стороны, своеобразным поршнем, рождающим солитоны, а с другой стороны – давлением отраженных частиц.

Действительно, образование своеобразной УВ с периодическим шлейфом за фронтом можно понять из следующих качественных рассуждений [159; 165]. Пусть в бесстолкновительной плазме с холодными ионами в отсутствие магнитного поля движется поршень со скоростью меньшей, чем скорость ионного звука. Движение поршня породит возмущение типа уединенной волны. Скорость волны определяется тем условием, чтобы плазма в ней двигалась со скоростью поршня. Скорость возмущения больше скорости поршня, поэтому волна уйдет вперед, оставив позади покоящуюся плазму. Однако поршень продолжает двигаться, так что образуется следующая волна и так далее.

Для установления стационарной картины необходимо, чтобы вся плазма между поршнем и головной волной двигалась со скоростью поршня. Если уединенные волны симметричны, то нужно заполнить все пространство волнами, создать последовательность осцилляций. Если скорость с самого начала была



больше, то нужно увеличить скорость и амплитуду всех уединенных волн. Однако это образование не является УВ потому, что, во-первых, здесь нет диссипации,

Рис. 1.18. Расчетные профили потенциала в зависимости от температуры ионов ( $M_S = 1,2$ )

во-вторых, совокупность уединенных волн (солитонов) сама по себе не является устойчивой, т.к. все волны отталкиваются друг от друга и стремятся разбежаться [159; 266; 279].

Картина существенно изменится, ес-

ли температура плазменных ионов отлична от нуля. В этом случае всегда имеется хотя бы небольшая группа ионов, отражающихся от движущегося переднего (рис. 1.9) потенциального горба, и возможно образование УВ. Эффект отражения ионов от переднего фронта будет играть в такой волне роль бесстолкновительной диссипации, а давление, возникающее при отражении частиц от фронта, – сдерживать разбегание уединенных волн, обеспечивая таким образом устойчивость УВ в целом. Под фронтом УВ подразумевается половина головной уединенной волны. Толщина фронта определяется дисперсионными свойствами плазмы. Очевидно, что отраженные ионы забирают часть энергии от волны и в отсутствие поршня волна бы затухала.

Необходимо заметить в заключение, что в проведенных расчетах функция распределения электронов, в том числе и захваченных, считалась максвелловской (формула (1.66)). Однако, как показано [92], при  $T_e \gg T_i$  и при медленном (для электронов) изменении электрического поля в процессе образования УВ может произойти бесстолкновительный захват электронов в горбы потенциала, причем функция распределения захваченных частиц оказывается существенно не максвелловской. Этот факт, как показано в работе [92], приводит к тому, что, например, критическое число Маха равно уже не 1,6, а 3,1, т.е. существенно изменяются свойства нелинейных волн.

**Солитон в двухпотоковой плазме.** Выше мы предполагали, что плазма состоит из однозарядных ионов одного сорта и электронов. В данном разделе мы рассмотрим ионные волны в системе двух взаимопроникающих ионных потоков. Этот случай имеет интересные особенности и может реализоваться в экспериментальных условиях (пучки в плазме, плазма смеси газов и т.п.). Функцию распределения электронов возьмем, как и выше, в виде (1.66).

В случае  $T_i \neq 0$  для разных потоков необходим специальный подбор параметров, поэтому мы для простоты ограничимся случаем одинаковых взаимопроникающих потоков:  $n_1 = n_2$ ,  $M_{S1} = -M_{S2} = M_S$ ,  $Z_1 = Z_2 = 1$ . В этом случае солитонные решения существуют, если суммарная функция распределения ионов  $f_0 = f_1 + f_2$  симметрична относительно точки  $\mathbf{w} = 0$ , иначе условие квазинейтральности не может выполняться при  $x = \pm \infty$  одновременно. Зададим функцию распределения ионов следующим выражением:

$$f_0(\mathbf{w}) = \exp[-qM_S^2(|\mathbf{w}| - 1)^2/2]; \quad -\infty < \mathbf{w} < \infty. \quad (1.78)$$

Константа  $n_i$  в этом случае равна  $n_i = 1 / \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{w} \cdot \exp[-qM_s^2(\mathbf{w}-1)^2 / 2]$ .

Подставляя (1.78) в (1.70), получим:

$$n_i M_s^2 \left[ \int_{w_y}^{\infty} F(\mathbf{w}, w_y) d\mathbf{w} - \int_0^{\infty} F(\mathbf{w}, 0) d\mathbf{w} \right] + e^y - 1 = \frac{1}{2} \left( \frac{dy}{dx} \right)^2. \quad (1.79)$$

Зависимость скорости волны  $M_{Sc} = M_s / (1 + 3/q)^{1/2}$ , нормированной на скорость линейной ионно-звуковой волны, от амплитуды  $\psi_A$ , полученная из (1.79) при  $V(\psi_A) = 0$ , приведена на рис. 1.19. Там же приведена зависимость предельной скорости двухпоточковых солитонов  $M_{S.crit}$  от температуры  $q$ . На рис. 1.20 приведен профиль двухпоточкового солитона при фиксированной скорости волны  $M_s = 1,2$  для различных температур ионов.

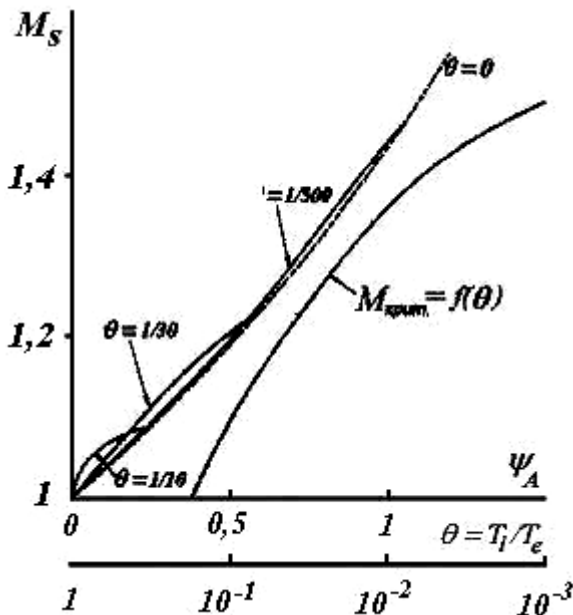


Рис. 1.19. Зависимость скорости уединенной волны от амплитуды потенциала в двухпоточковой плазме

Стационарные уединенные волны, естественно, не могут существовать, если плазма неустойчива вследствие раскачки колебаний в многопоточковой системе. Так как в рассматриваемой одномерной модели косые волны не учитываются, то самой опасной будет пучковая неустойчивость

относительно раскачки продольных ионно-звуковых колебаний [156]. По этой причине в случае  $T_i = 0$  имеют смысл лишь те решения, для которых выполняется критерий устойчивости двух встречных ионных потоков, который получен в работе [73]:  $U^2 > (n_1^{1/3} + n_2^{1/3})^3$ , где  $U$  – относительная скорость потоков. Для случая  $T_i \neq 0$  потоки в области параметров, где существуют двухпоточковые солитоны, устойчивы. Как и в случае УВ решение для солитонов корректно при малом числе отраженных частиц, когда потенциал при  $x = \pm \infty$  много меньше амплитудного.



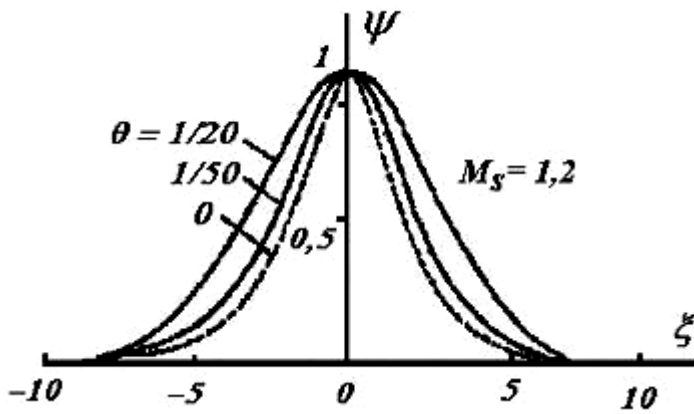


Рис. 1.20. Профиль потенциала двухпотокового солитона

Двухпотоковый солитон в плазме с  $T_i \ll T_e$  можно качественно представить себе следующим образом. Пусть в плазме создано возмущение, представляющее собой

симметричный горб потенциала. Под действием электронного давления ( $T_e \gg T_i$ ) этот горб стремится расплыться. Однако, электронное давление можно уравновесить давлением отраженных от потенциального горба ионов. Как следует из приведенных расчетов, при определенных условиях такая возможность может осуществиться.

#### 1.4. Магнитозвуковые нелинейные и ударные волны

В этом разделе мы рассмотрим волны в замагниченной плазме. Как известно [34], в плазме в присутствии магнитного поля существует множество ветвей колебаний. Рассмотрим одну из них, на основе которой, по аналогии с НЛВ и ИЗВ, можно построить нелинейную или ударную волну. В линейном приближении эта ветка носит название «Быстрый магнитный звук» (БМЗ). Движение частиц в БМЗ колебаниях в общем случае описывается уравнениями Максвелла для электромагнитных полей и уравнениями движения и непрерывности для электронов и ионов. Для слабозамагниченной ( $w_{ce} \ll w_{pe}$ ) плазмы низкого давления ( $[n_e T_e, n_i T_i] \ll B^2/8p$ ) эту систему уравнений можно упростить, считая плазму квазинейтральной ( $n_e = n_i = n$ ) и вводя массовую скорость  $\mathbf{u} = (M\mathbf{v}_i + m\mathbf{v}_e)/(M + m)$  [116]:

$$\partial n/\partial t + \text{div}(n\mathbf{u}) = 0,$$

$$\partial \mathbf{u}/\partial t + \mathbf{u}\tilde{N}\mathbf{u} = [\text{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B}]/(4pnM),$$

$$\mathbf{E} = -[\mathbf{u} \times \mathbf{B}] + (M/e)(\partial \mathbf{u}/\partial t + \mathbf{u}\tilde{N}\mathbf{u}) - (m/e)(\partial \mathbf{v}_e/\partial t + \mathbf{v}_e\tilde{N}\mathbf{v}_e),$$

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = -\text{rot}\mathbf{E}/c,$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = 4pne(\mathbf{u} - \mathbf{v}_e)/c,$$

где  $\mathbf{v}_e$ ,  $\mathbf{v}_i$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  – скорости электронов, ионов и векторы электрического и магнитного полей. Для простоты мы рассмотрим одномерный случай, в котором волна распространяется по оси  $Ox$ , магнитное поле направлено по оси  $Oz$ . Введя обозначения  $B = B_z$ ,  $u = u_x$ , приведенные выше уравнения в компонентах запишем в следующем виде:

$$\partial n/\partial t + \partial(nu)/\partial x = 0, \quad (1.80)$$

$$\partial u/\partial t + u\partial u/\partial x = -(1/nM)\partial(B^2/8p)/\partial x, \quad (1.81)$$

$$E_x = (1/4pne)(\partial u/\partial t + u\partial u/\partial x), \quad (1.82)$$

$$E_y = uB/c - (m/e)(\partial \mathbf{v}_{ey}/\partial t + u\partial \mathbf{v}_{ey}/\partial x), \quad (1.83)$$

$$\partial B/\partial x = 4pne\mathbf{v}_{ey}/c, \quad (1.84)$$

$$\partial B/\partial t = \partial(uB)/\partial x + (m/c)\partial/\partial x(\partial \mathbf{v}_{ey}/\partial t + u\partial \mathbf{v}_{ey}/\partial x). \quad (1.85)$$

В линейном приближении для плазмы из уравнений (1.80)-(1.85) получим дисперсионное соотношение для БМЗ волн:

$$w^2/k^2 = V_A^2/(1 + k^2c^2/w_{pe}^2), \quad (1.86)$$

где  $V_A = B_0 / (4\pi M n_0)$  – альфвеновская скорость,  $B_0, n_0$  – невозмущенные магнитное поле и плотность плазмы.

Дисперсионное соотношение для магнитозвуковых волн (МЗВ) подобно закону дисперсии для ИЗВ (см. формулу 1.62). Если для ИЗВ характерный размер, на котором начинает проявляться дисперсия, равен дебаевскому радиусу, то для МЗВ характерный дисперсионный размер – это длина  $c/w_{pe}$ , связанная с инерцией электронов.

Если рассматривать длинноволновые низкочастотные движения плазмы в присутствии магнитного поля, то исходную систему уравнений можно свести к уравнениям идеальной магнитной гидродинамики в отсутствие давления, которые допускают решения в виде простых волн [34]. Как и в случае простых волн в неизотермической плазме в отсутствие магнитного поля, здесь наблюдается укрупнение движущихся возмущений плотности, следовательно, с учетом закона дисперсии (1.86) возможно образование установившихся нелинейных МЗВ.

Для описания установившихся МЗВ волн используем уравнения (1.80)-(1.85), которые в системе отсчета волны примут вид:

$$\partial(nu)/\partial x = 0, \quad (1.87)$$

$$u \partial u / \partial x = -(1/nM) \partial / \partial x (B^2 / 8\pi), \quad (1.88)$$

$$E_x = -(1/4\pi e) u \partial u / \partial x, \quad (1.89)$$

$$E_y = uB/c - (m/e) u \partial v_{ey} / \partial x, \quad (1.90)$$

$$\partial B / \partial x = 4\pi e v_{ey} / c, \quad (1.91)$$

$$\partial E_y / \partial x = 0. \quad (1.92)$$

Положим в точках, где плазма не возмущена волновым движением,  $n = n_0, B = B_0, u = U$ , тогда из (1.87) и (1.92) получим  $nu = n_0 U, E_y = const = UB_0/c$ . Учитывая соотношение  $nu = n_0 U$ , из (1.88) получим  $Mn_0 U u + B^2 / 8\pi = Mn_0 U^2 + B_0^2 / 8\pi$ , откуда следует выражение, связывающее скорость плазмы и магнитное поле,  $u/U = 1 - (B^2 - B_0^2) / (8\pi M n_0 U^2)$ .

Далее, из (1.89) получим формулу для потенциала в волне:

$$j = (MU^2/2) \{ 1 - [(B^2 - B_0^2) / (8\pi M n_0 U^2) - 1]^2 \},$$

где мы приняли, что  $j = 0$  при  $B = B_0$ . Из (1.90)-(1.91) следует уравнение для определения магнитного поля:

$$-(c^2/w_{pe}^2)(u/U) \partial / \partial x [(u/U) \partial B / \partial x] = B_0 + uB/U.$$

Умножая это уравнение на  $\partial B/\partial x$  и интегрируя один раз, получим [165]:

$$\begin{aligned} & -(c^2/w_{pe}^2) \{[(B^2 - B_0^2)/(8p M n_0 U^2) - 1] \partial B/\partial x\}^2 = \\ & = (B - B_0)^2 [(B+B_0)^2/(16p M n_0 U^2) - 1] + const. \end{aligned} \quad (1.93)$$

Качественно можно представить решение для магнитного поля, воспользовавшись формализмом движения частицы в поле эффективного потенциала. В данном случае эффективный потенциал представляется формулой

$$V_{eff} = \frac{(\partial B/\partial x)_0^2 + (w_{pe}^2/c^2)(B - B_0)^2 [(B + B_0)^2/(16p n_0 M u^2) - 1] + const}{[(B^2 - B_0^2)/(8p n_0 M u^2) - 1]^2}, \quad (1.94)$$

где  $(\partial B/\partial x)_0$  – производная в точке, в которой  $B = B_0$ . Решения в поле потенциала  $V_{eff}$  описывают периодические волны. Особый случай имеет место, когда  $const = 0$  и решение выглядит как уединенная волна – солитон. Для определения распределения магнитного поля в магнитозвуковом солитоне имеем уравнение [165]:

$$\pm(c/w_{pe})\partial B/\partial x = (B - B_0)[1 - (B+B_0)^2/(16p M n_0 U^2)]^{1/2}/[(B^2 - B_0^2)/(8p M n_0 U^2) - 1]^2. \quad (1.95)$$

Учитывая, что в точке  $\partial B/\partial x = 0$  магнитное поле максимально ( $B = B_m$ ), для магнитозвукового солитона получим соотношение, связывающее амплитуду магнитного поля  $B_m$  и его скорость:

$$U^2 = (B_m + B_0)^2/(16p M n_0). \quad (1.96)$$

Для движущихся возмущений часто используется безразмерная скорость  $M_A = U/V_A$  (она носит название альфвеновского числа Маха), через которую формулу (1.96) можно записать в виде  $M_A^2 = [(1 + B_m/B_0)/2]^2$ .

Для амплитуды потенциала получим формулу:

$$j_A = (MU^2/2)[1 - (B_m - 3B_0)^2/(B_m + B_0)^2], \quad (1.97)$$

из которой следует, что при  $B_m \rightarrow 3B_0$   $j_m \rightarrow MU^2/2$ , скорость плазмы  $U \rightarrow 0$ , а плотность  $n \rightarrow \infty$ . Все это означает, что для магнитозвукового солитона амплитуда магнитного поля  $B_m = 3B_0$  является предельно возможной [165]. При этом предельное альфвеновское число Маха для солитона  $M_{Am} = 2$ .

Состояние плазмы до и после прохождения солитона не изменяется. Учет какой-либо диссипации нарушает обратимость, и в этом случае можно построить решение, описывающее УВ, в которой свойства плазмы до и после фронта будут отличаться. В отсутствие столкновений состояние среды после прохож-

дения волнового возмущения может изменяться за счет наличия в плазме колебаний. Взаимодействие частиц и мелкомасштабных колебаний дает основание для введения в рассмотрение так называемых аномальных коэффициентов переноса, которые могут приводить к таким же эффектам, что и столкновительные процессы. Таким образом, беря за основу нелинейное решение типа уединенной волны, затем, учитывая бесстолкновительную диссипацию, можно построить решение типа УВ. Как показывают экспериментальные исследования, проведенные в лаборатории и в космической плазме, УВ магнитозвукового типа действительно существуют. Яркий пример тому – околосемная магнитозвуковая ударная волна (МЗУВ).

История изучения МЗУВ насчитывает более 40 лет [165; 273]. На первом этапе (1964–1974 годы) основное количество информации получено при проведении теоретических исследований и лабораторных экспериментов. Изложенная в обзоре [215] картина МЗУВ, в основном, остается справедливой до настоящего времени, однако она дополнена большим количеством важных деталей, проясняющих природу диссипативных процессов, увеличивших многообразие известных пространственных и временных масштабов явлений внутри МЗУВ. Новые экспериментальные данные получены, в основном, для гелиосферных, в том числе и околосемной УВ. Измерения проводились со спутников и космических аппаратов (КА), таких как «Прогноз», ISSE (International Sun-Earth Explorer), IMP, Helios, Interball-Tail, Wind, Cassini, Cluster. Аппараты пересекали как квазиперпендикулярные ( $45^\circ \leq \alpha_{Bn} \leq 90^\circ$ ), так и квазипараллельные ( $0^\circ \leq \alpha_{Bn} \leq 45^\circ$ ) турбулентные бесстолкновительные УВ ( $\alpha_{Bn}$  – угол между невозмущенным магнитным полем  $\dot{B}_0$  и нормалью  $\dot{n}$  к плоскости фронта

та МЗУВ). Нормаль  $\dot{n}$  может быть определена как 
$$\dot{n} = \frac{(\dot{B}_2 - \dot{B}_1) \times (\dot{B}_2 \times \dot{B}_1)}{|(\dot{B}_2 - \dot{B}_1) \times (\dot{B}_2 \times \dot{B}_1)|};$$

$\dot{B}_1 \cdot \dot{n} = \dot{B}_2 \cdot \dot{n}$ , где  $\dot{B}_1$  и  $\dot{B}_2$  – магнитное поле перед и за фронтом УВ [223], так как в МГД-приближении справедлива теорема компланарности, в соответствии с которой магнитное поле с обеих сторон фронта УВ и нормаль к плоскости фронта лежат в одной плоскости; нормальная компонента магнитного поля сохраняется при переходе через фронт. Поверхность же околосемной УВ, симметричная относительно плоскости эклиптики, задается уравнением второго

порядка  $a_{11}X^2 + a_{22}Y^2 + a_{33}XY + a_{14}X + a_{24}Y + a_{44} = 0$ , где коэффициенты  $a_{ij}$  равны:  $a_{11} = -0,1023$ ;  $a_{22} = 1$ ;  $a_{33} = 0$ ;  $a_{14} = 44,466$ ;  $a_{24} = -4,76$ ;  $a_{44} = -629,03$  [241].

Магнитозвуковая бесстолкновительная ударная волна, по определению, существует, если число Маха превышает так называемое критическое число Маха  $M_A = M_C$ , которое определяется условием перехода в дозвуковое по скорости ионного звука  $C_{S2} = \sqrt{\frac{T_{2e}}{M}}$  ( $T_{2e}$  – температура электронов за фронтом) течение за фронтом волны. Формирование УВ описывается как процесс, в котором, как уже говорилось, сохраняется баланс между укрупнением нелинейной волны в плазме и различными, возможно, каскадными противодействующими этому диссипативными процессами. Они вызываются проявлением дисперсии, аномального сопротивления и вязкости и обеспечивают выполнение законов сохранения – соотношений Ренкина-Гюгонио, связывающих невозмущенное состояние перед фронтом плоской МЗУВ и состояние за фронтом, не зависящих в стационарном состоянии от специфики диссипативных механизмов [320]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{r} \\ B_{T2} = B_{T1} \frac{1 - \frac{\cos^2 q_{UX}}{M_A^2}}{\frac{U_2}{U_1} - \frac{\cos^2 q_{UX}}{M_A^2}}; \end{array} \right. \quad (1.98)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{r} \\ U_{T2} = \frac{\dot{B}_{T2} - \dot{B}_{T1}}{4pn_1MU_1} B_X; \end{array} \right. \quad (1.99)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} B_2^2 + (P_e + P_i)_2 = n_1MU_1^2 \left( 1 + \frac{1}{gM_S^2} + \frac{\sin^2 q_{UX}}{2M_A^2} - \frac{U_2}{U_1} \right). \end{array} \right. \quad (1.100)$$

Уравнения (1.98)-(1.100) записаны с учетом сохранения в двумерной системе условий квазинейтральности:  $n = n_e = n_i$ ; непрерывности:

$$\frac{d}{dt} n = -n \nabla \mathbf{U}_i = -n \nabla \mathbf{U}_e; \text{ скалярности давления; } \dot{\mathbf{U}} = (U; \dot{\mathbf{V}}_T) \text{ (индексом } T \text{ отмечены перпендикулярные к } \dot{\mathbf{U}} \text{ компоненты); } q_{UX} \text{ – угол между направлением невозмущенной скорости и осью } Ox; \text{ ось } Ox \text{ – поперек фронта УВ.}$$

Для случая  $B = 0$  система (1.98)-(1.100) преобразуется к стандартным газодинамическим соотношениям Ренкина-Гюгонио:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{g - 1 + \frac{2}{M_s^2}}{g + 1};$$

$$\frac{P_2}{n_1 M U_1^2} = \frac{2g - (g - 1) \frac{1}{M_s^2}}{g + 1},$$

где  $P$  – давление,  $\gamma$  - показатель адиабаты.

Для МЗУВ уравнения (1.98)-(1.100) дополняются уравнениями Максвелла:

$$\mathbf{rot} \mathbf{B} = \frac{4p}{c} \mathbf{j};$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t};$$

$$\mathbf{div} \mathbf{B} = 0.$$

Применимость МГД соотношений (1.98)-(1.100) для расчета параметров за фронтом УВ тестировалась, например, при вычислении величины  $B_2$  по измеренным  $B_1$  и плазменным параметрам перед фронтом для 204 случаев пересечения КА околоземных МЗУВ [372]. Было найдено, что одножидкостные с  $g = 5/3$  уравнения сохранения дают значения, удовлетворительно совпадающие с экспериментальными данными, для  $M_A \approx 10$  и  $q_{Bn} \approx 45^\circ$ . Для углов  $q_{Bn} \approx 45^\circ$  и  $M_A \approx 10$  базовые соотношения Ренкина-Гюгонио для объяснения наблюдаемых величин должны быть расширены включением дополнительных физических механизмов диссипации, например, введением в уравнения движения, уравнения для ионного момента и энергии коэффициентов, учитывающих конечное сопротивление плазмы и вязкость.

Фундаментальным свойством условий на скачке является их независимость от структуры фронта УВ. В применении к бесстолкновительным ударным волнам МГД-уравнения Ренкина-Гюгонио обладают двумя основными недостатками:

- при одножидкостном описании не учитывается реально существующая разность между температурами ионов и электронов; они не учитывают взаимодействие между электронами и ионами;
- число степеней свободы для ионов ( $S_i$ ) и электронов ( $S_e$ ) полагается одинаковым.

Примером расширения соотношений Ренкина-Гюгонио может быть набор уравнений, приведенный в работе [338], в котором эти недостатки устранены: температура электронов не полагается равной температуре ионов и приняты произвольные показатели адиабаты для ионного и электронного нагревов:

$$\left\{ \begin{array}{l} n_1 U_1 = n_2 U_{2x}; \\ T_{i1} + T_{e1} + (M + m)U_1^2 + \frac{B_{1z}^2}{8pn_1} = T_{i2} + T_{e2} + (M + m)U_{2x}^2 + \frac{B_{2z}^2}{8pn_2}; \\ (S_e + 2)T_{e1} + (S_i + 2)T_{i2} + (m + M)U_1^2 + \frac{B_{1z}^2}{2pn_1} = \\ = (S_e + 2)T_{e2} + (S_i + 2)T_{i2} + (m + M)U_{2x}^2 + \frac{B_{2z}^2}{2pn_2} - \frac{U_{2z} B_x B_{2z}}{2pn_2 U_{2x}}; \\ U_1 B_{1z} = U_{2x} B_{2z} - U_{2z} B_x; \\ \frac{B_x B_{1z}}{4p(M + m)} = \frac{B_x B_{2z}}{4p(M + m)} - n_2 U_{2x} U_{2z}. \end{array} \right.$$

Получен набор из пяти уравнений с шестью неизвестными. Замыкание системы уравнений производится с использованием знаний экспериментальных данных для различных УВ. Для докритической МЗУВ ионный нагрев полагается адиабатическим, как и электронный:  $S_i = S_e$ . Для сверхкритической – пренебрегается электронным нагревом по сравнению с ионным, что приводит к одножидкостным уравнениям сохранения. Электронный нагрев может учитываться введением в уравнения переноса эффективной частоты столкновений  $n_{eff}$ . Сравнение расчетных данных с результатами эксперимента при введении в уравнения измеренной  $n_{eff}$  дает удовлетворительное согласие расчета и эксперимента.

В цилиндрической геометрии ( $\theta$ -пинч), если плазма с однородной плотностью  $n_0$  помещена в начальное поле  $H_0$  и в начальный момент времени находится на радиусе  $r_0$ , система МГД-уравнений в лагранжевых координатах имеет следующий вид [53]:



$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_0}{n} \right) = \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} (rU); \\ \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{1}{8pn_0M} \frac{r}{r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} (H^2) + \frac{mc^2}{(4pen_0)^2 M} \frac{1}{r} \left( \frac{r}{r_0} \frac{\partial H}{\partial r_0} \right)^2; \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_0}{n} H \right) = \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial r_0} \left( \frac{c^2}{4ps} \frac{r^2}{r_0^2} \frac{\partial H}{\partial r_0} \right) + \frac{mc^2}{4pe^2} \frac{1}{r_0} \frac{\partial^2}{\partial t \partial r_0} \left( \frac{r^2}{n_0 r_0} \frac{\partial H}{\partial r_0} \right); \\ \frac{n}{n_0} \frac{\partial P}{\partial t} + gP \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_0}{n} \right) = (g-1) \frac{c^2}{16p^2s} \left( \frac{\partial H}{\partial r_0} \right)^2; \\ \frac{n_0}{n} r_0 dr_0 = r dr; \\ S = \frac{n_0 e^2}{mn_{eff}}. \end{array} \right.$$

Последнее уравнение для проводимости  $\sigma$  учитывает джоулево нагревание электронов. Магнитное поле на границе изменяется по закону:

$$H(r_{0.\max}, t) = \frac{R^2 - r_{\max}^2}{R^2 - r^2(t)} + A \sin(\omega t), \text{ где } R - \text{ радиус токонесущего проводника,}$$

$r_{\max}$  – начальный радиус шнура в единицах  $\frac{c}{W_{pe}}$ ,  $r(t)$  – радиус шнура в момент

времени  $t$ ,  $A$  – амплитуда.

Для лабораторных УВ, распространяющихся поперек магнитного поля, принята классификация, разделяющая их на ламинарные и МЗУВ с аperiodическим профилем [6]. Ламинарная волна существует до  $M_A \ll 2$ , имеет осцилляторную структуру с затухающим шлейфом осцилляций с пространственным масштабом  $d \approx \frac{c}{W_{pe}}$ . Во фронте такой волны плазменные микронеустойчивости

не развиваются; своим существованием она обязана дисперсионным эффектам. При более высоких  $M_A$  наблюдается аperiodический профиль магнитного поля с толщиной области максимальных градиентов  $D \approx 10 \frac{c}{W_{pe}}$ . Процесс неадиабатической (аномальной) диссипации в них связан с развитием плазменной турбулентности. Совокупность экспериментальных данных не противоречит представлению о резистивном механизме диссипации. Предлагалось несколько кон-

кретных механизмов турбулентности. В пользу токового ионно-звукового механизма свидетельствуют данные работы [102], в которой зондовым методом обнаружены микрофлуктуации электрического поля с частотой  $\sim \omega_{pi}$ . Более подробные сведения были получены в экспериментах по регистрации рассеяния лазерного излучения на флуктуациях плотности плазмы. Было показано, что рассеивающие волны распространяются в конусе вокруг направления электронного тока и имеют спектр, соответствующий ионнозвуковой турбулентности [325]. Однако в некоторых работах при близких начальных условиях, наряду с утверждением, что регистрируемые колебания вызываются дрейфом электронов относительно ионов, неустойчивость не идентифицировалась как ионнозвуковая, так как фазовая скорость колебаний была близка к тепловой ионной  $v_{Ti}$  [271; 289] и вероятным кандидатом называлась электронноциклотронно-дрейфовая неустойчивость.

Токовые неустойчивости, определяя масштаб резистивной диссипации (толщину фронта МЗУВ), задают и верхнюю границу размера области набора ионами энергии, особенно если речь идет о лабораторных УВ, изучение которых ограничено по времени величиной  $\sim \omega_{ci}^{-1}$  ( $\omega_{ci} = eB/Mc$  – ионная циклотронная частота).

В табл. 1.1, 1.2, следуя [343], мы приводим более полный набор неустойчивостей, приводящих к перераспределению энергии в МЗУВ.

Таблица 1.1

Плазменные неустойчивости для МЗУВ

Неустойчивость	Природа неустойчивости	Возбуждение	Источник свободной энергии
Ион-ионная	Магнитозвуковая	Отраженные и проходящие ионы	$\dot{V}_0 = \dot{U}_{it} - U_{ir}$ ; стабилизируется при $V_0 > V_A$
Модифицированная двухпотоковая	Вистлерная мода при косом распространении	– Отраженные ионы – Проходящие ионы	$-\dot{V}_0 = (\dot{U}_{ir} - U_e) \cdot \dot{x}$ $-\dot{V}_0 = (\dot{U}_{it} - U_e) \cdot \dot{x}$

Неустойчивость	Природа неустойчивости	Возбуждение	Источник свободной энергии
Нижнегибридная дрейфовая	– Медленные дрейфовые волны; – Допплер-сдвинутые вистлеры	– Отраженные (r) ионы – Проходящие (t) ионы	$\dot{V}_0 = (\dot{U}_{ir} - U_e) \cdot \dot{y}$ , $\nabla n \neq 0$ $-\dot{V}_0 = (\dot{U}_{it} - U_e) \cdot \dot{y}$ , $\nabla n \neq 0$
Ионно-звуковая	– Квази-мода ионных волн;  – Электронно-пучковая мода	– Две популяции ионов, дрейфующие поперек поля  – Электроны и вторичный дрейфующий пучок ионов	$\dot{V}_0 = \left[ \frac{n_{it} \dot{U}_{it} + n_{ir} \dot{U}_{ir} - \dot{U}_e}{n_{it} - n_{ir}} \right]$ ;  порог возбуждения не наблюдался $\dot{V}_0 = (\dot{U}_e - \dot{U}_i) \cdot \dot{B}$ ; сильная зависимость от $T_e / T_i$
Электронно-звуковая	Электронно-пучковая мода	Электроны и вторичный дрейфующий пучок электронов	$\dot{V}_0 = (\dot{U}_{e2} - \dot{U}_{e1}) \cdot \dot{B}$ ; очень слабая зависимость от $T_e / T_i$
Электронно-циклотронная	Допплер-сдвинутая Бернштейновская или ионная волны	Дрейфующие электроны	$\dot{V}_0 = (\dot{U}_e - \dot{U}_i)$ ; может быть подавлена при наличии $\nabla \dot{B}$
Вистлерная	Вистлерная мода при параллельном распространении	Электроны, анизотропные в пространстве скоростей	$T_e^\wedge > T_e /;$ может сделать электроны изотропными

Таблица 1.2

## Плазменные неустойчивости для МЗУВ

Неустойчивость	Направление распространения	Типичная длина волны	Частота
Ион-ионная	$(\dot{k}, \dot{B}_0) = 90^\circ$	$\left  \frac{\dot{\Gamma}}{\dot{k}} \right  \approx \frac{w_{pe}}{c}$	$g \approx w_{pi}$

Неустойчивость	Направление распространения	Типичная длина волны	Частота
Модифицированная двух-потокковая	$0 < (\vec{k}, \vec{B}_0) < 90^\circ;$ $(\vec{k}, \vec{B}_0) \leq 90^\circ$	$k_y \approx \omega_{LH} / V_0;$ $k_y \approx \omega_{LH} / \dot{V}_0$	$\omega \approx \omega_{LH}; g > \omega_{pi};$ $\omega \approx \omega_{LH}; g > \omega_{pi}$
Нижне-гибридная дрейфовая	$(\vec{k}, \vec{B}_0) < 90^\circ;$ $(\vec{k}, \vec{B}_0) < 90^\circ$	$\left  \frac{\vec{r}}{k} \right  \approx \frac{\omega_{LH}}{V_0};$ $\left  \frac{\vec{r}}{k} \right  \approx \frac{\omega_{LH}}{V_0}$	$\omega \approx 4\omega_{LH}; g \gg \omega_{pi};$ $\omega \approx \omega_{LH}; g \gg \omega_{pi}$
Ионно-звуковая	$(\vec{k}, \vec{B}_0) \approx 90^\circ;$ $(\vec{k}, \vec{B}_0) \approx 0^\circ$	$k l_D \leq 1;$ $k l_D \leq \frac{1}{2}$	$\omega \leq \omega_{pi}; g > \omega;$ $\omega < \omega_{pi}; g \approx 0,1\omega_{pi}$
Электронно-звуковая	$(\vec{k}, \vec{B}_0) \approx 0^\circ$	$k l_D \leq 0,15$	$\omega \approx 6\omega_{pi}; g \approx 7 \cdot 10^{-2} \omega_{pi}$
Электронно-циклотронная	$(\vec{k}, \vec{B}_0) \approx 90^\circ$	$k l_D \leq 1$	$\omega \approx n\omega_{ce}$
Вистлерная	$(\vec{k}, \vec{B}_0) \approx 0^\circ$	$k < \frac{\omega_{pe}}{c}$	$\omega \leq \omega_{pe}; g > \omega_{pi}$

В таблице  $\gamma$  - инкремент роста амплитуды колебаний,  $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$  – частота нижегибридных колебаний.

При экспериментальном изучении условий формирования МЗУВ было обнаружено изменение профиля магнитного поля – появление «подножия» при переходе через число Маха  $M_A \gg 3$ , которое впоследствии было названо первым критическим числом Маха  $M_{C1}$  [5]. Скорость плазмы за фронтом УВ, если  $M_A \gg M_{C1}$ , становится равной тепловой скорости ионов. Название для  $M_{C1}$  было введено авторами работы [97; 98], которые в лабораторном эксперименте на установке УН-4 обнаружили, что, начиная с  $M_{C1}$  и до второго критического числа Маха  $M_{C2} \gg 4,5, 5,5$ , во фронте МЗУВ существует изомагнитный скачок потенциала. Ширина скачка потенциала и плотности – нелинейной электростатической волны – оценивалась как  $d \sim \lambda_D$ . Относительная амплитуда изомагнитного скачка в диапазоне исследованных чисел Маха изменяется  $\sim (0,1, 0,7)j_2$ .

Первое критическое число Маха связывалось также с появлением перед фронтом волны отраженных ионов [3; 6; 200], приводящих к появлению аномальной вязкости. Их количество увеличивается при росте  $M_A$  [327]. Отражен-

ные ионы считаются ответственными за возбуждение в подножии УВ широкого спектра электростатических колебаний, в котором выделяются два максимума – в области нижнегибридной и ионно-звуковой частот. Начиная с  $M_A \gg M_{C1} \gg 3$ , только аномальное сопротивление, вызванное развитием во фронте УВ ионно-звуковой турбулентности, как следует из теории, не может обеспечить необходимую диссипацию. При достижении  $M_A \gg M_{C2} \gg 5,5$  разрушается изомагнитный скачок. Теоретически показано [143], что при дальнейшем росте числа Маха уже отражение ионов не обеспечивает необходимую для выполнения законов сохранения Ренкина-Гюгонио диссипацию потоковой энергии, поэтому для обозначения этой границы было введено третье критическое число Маха  $M_{C3}$ , при достижении которого фронт УВ становится нестационарным, имеющим «мерцающую» структуру: в различных точках фронта «вспыхивают» и «гаснут» области опрокидывания ионного потока, наблюдается периодическое возрастание числа отраженных ионов и уровня плазменной турбулентности, интенсивный нагрев набегающего потока в локальных областях.

Физические механизмы, определяющие в широком диапазоне  $M_A$  нагрев и ускорение ионов, в полном объеме еще не поняты. Наибольшая ответственность за неравновесность функции распределения частиц, движущихся поперек МЗУВ, ложится на отраженные ионы. Энергия, переносимая ими, определяет частично нагрев ионов и основное энергосодержание в нетепловом хвосте спектра. Механизмы набора энергии основной массой частиц и ионами из хвоста функции распределения могут быть совершенно различными, поэтому обычно нагрев и ускорение ионов рассматривается отдельно.

Интерес к исследованию динамики преобразования энергии направленного движения потока плазмы в тепловую и кинетическую энергию ионов определяется тем, что в ионной компоненте плазмы сосредотачивается основная часть энергии потока и наиболее яркие проявления «вторичного» энерговыделения вызываются перераспределением энергии между ионами и электронами или перекачкой энергии по спектру электростатических (электромагнитных) колебаний. Примером такого процесса может быть, например, нагрев электронов [247] во фронте околосредней бесстолкновительной МЗУВ при взаимодействии плазмы с пучком отраженных ионов.

Наиболее полные характеристики ионной динамики установлены для квазиперпендикулярных ударных волн. Известно, что с ростом альфвеновского  $M_A$

и звукового  $M_3$  чисел Маха увеличивается средняя энергия частиц во фронте МЗУВ ( $M_3 = \frac{U}{\sqrt{2gRT_0}}$ ;  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $T_0$  – начальная температура плазмы,  $R$  – универсальная газовая постоянная) [3; 106; 350]. Определяющий нагрев всех ионов происходит в области основного скачка (ramp) магнитного поля [256]. Макроскопическая структура фронта УВ, механизмы диссипации энергии направленного движения и их особенности различны для УВ с разными числами Маха.

Данные об измерении температуры ионов в лабораторных ударных волнах очень бедны. Автор работы [232] сообщал о вычислении  $T_i$  по измеренному уширению линии  $H_\alpha$  в движущемся с  $M_A = 6,8$  токовом слое (отделения МЗУВ от магнитного поршня не было). На стадии стационарного движения температура ионов за фронтом МЗУВ была равна  $T_{i2} = 110$  эВ. Непосредственный анализ частиц по нейтралам перезарядки проведен [3]. Измерения энергетических распределений протонов, по низкоэнергетичной части которых в предположении сдвинутого на скорость волны максвелловского распределения вычислялась температура ионов за фронтом ударной волны  $T_{i2}$ , были сделаны с помощью одноканального энергоанализатора суперпозицией многих «выстрелов» установки «УН-4» при фиксированных начальных условиях. Для случая  $M_A = 1,8$  получена  $T_{i2} = 4 \div 8$  эВ; когда  $M_A = 4,5$ ,  $T_{i2} = 130$  эВ. Температура ионов при малом числе Маха, на наш взгляд, занижена, а при большом – завышена из-за неточности определения скорости конвекции (скорости ионов за фронтом МЗУВ), наложения неодинаковых от «выстрела» к «выстрелу» распределений, явного влияния отраженных частиц, увеличивающих количество ионов в области хвоста функции распределения.

В ряде работ вывод о характере нагрева ионов был сделан из законов сохранения на скачке в приближении идеальной одномерной магнитной гидродинамики, когда измерялись некоторые другие плазменные параметры. Контролируемой величиной в работе [145] была  $n_2 T_{e2}$ . Вблизи  $h = \frac{B_2}{B_1} = \frac{B_1 + B_0}{B_0} \geq 3,5$  (весь диапазон  $1 \leq h \leq 6$ ) наблюдалось резкое расхождение экспериментального графика  $\frac{4pn_2 T_{e2}}{B_0^2} = f(h)$  от расчетных значений, в том числе и учитывающих цилиндричность установки. Это интерпретировалось как рост  $n_2 T_{e2}$ . В работе

[344] по регистрируемому томсоновскому рассеянию лазерного излучения строились профили и определялись величины  $T_{e2}$  в диапазоне  $3,1 \leq M_A \leq 4,25$ . Температура электронов с ростом числа Маха увеличивалась с 54 до 77 эВ. Расчетная ионная температура при изменении  $M_A$  от 3,1 до 4,25 возрастала от 0 до 54 эВ. В работе подчеркивалась необходимость учета аномальной вязкости из-за возможного многопоточкового движения ионов при объяснении причины ионного нагрева. Однако попытки учесть в законах сохранения отраженные частицы предпринято не было. Так как отраженные ионы не замагничены (ларморовский радиус ионов в магнитном поле перед МЗУВ  $r_i \geq R$ , где  $R$  – радиус установки), то при условии  $\frac{n_{omp}}{n_0} = 0,1$  и  $M_A = 3,1$  температура ионов за фронтом ударной волны в случае максвелловского распределения, вычисленная из закона сохранения импульса на скачке,  $T_{i2} \approx \frac{Mn_{omp}U^2}{n_2} \approx 48$  эВ, а при  $\frac{n_{omp}}{n_0} = 0,1$  и  $M_A = 4,25$  –  $T_{i2} \approx 107 \pm 20$  эВ. Таким образом, вычисления не обеспечивают однозначные величины  $T_{i2}$ .

В качестве причины нагрева ионов, наряду с адиабатическим сжатием  $T_{ад} = T_0 \left( \frac{n_2}{n_0} \right)^{g-1}$ , которое при показателе адиабаты  $g = 5/3$  дает  $T_{ад.макс} = 2,5T_0$  [149], рассматривался и нагрев в результате поглощения ионами энергии колебаний, раскачиваемых током во фронте ударной волны со скоростью нагрева, определяемой соотношением  $\frac{dE_e}{dE_i} \approx \frac{V_d}{(w/k)}$ , где  $V_d$  – дрейфовая (токовая) скорость,  $w/k$  – фазовая скорость колебаний [80]. При начальных температурах  $T_0 \leq 5$  эВ  $T_{ад.макс} \leq 10$  эВ; прирост ионной температуры в зоне токовой ионно-звуковой неустойчивости (при  $dE_e = 50$  эВ,  $w/k = C_S \gg 7 \times 10^6$  см/с,  $V_d = 5 \times 10^7$  см/с)  $dE_i \approx 7$  эВ. Суммарные температуры оказываются много меньше максимальных наблюдаемых.

Развитием понятия гидродинамического опрокидывания (разрушения) МЗУВ, в результате чего возникает двухпоточковая ситуация [164], или кинетического опрокидывания, приводящего к возникновению нескольких максимумов на функции распределения [95], явилось отождествление в экспериментах

высокоэнергичных частиц из хвоста функции распределения как отраженных движущимся скачком электростатического потенциала во фронте ударной волны. Для понимания физики МЗУВ без столкновений в плазме этот результат сыграл очень важную роль.

В работе [6] при исследовании энергетического спектра с помощью одноканального энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки было получено указание на возможность отражения ионов. Регистрировались частицы, движущиеся назад от МЗУВ еще до кумуляции волны на оси установки ( $\theta$ -пинч). В этих же режимах были зарегистрированы электромагнитные флуктуации с волновым вектором  $k \approx \frac{w_{pe}}{c}$  и частотой  $w \approx \sqrt{w_{ce}w_{ci}} \equiv w_{LH}$  (нижнегибридная частота), причиной которых называлась неустойчивость взаимопроникающих потоков ионов.

В экспериментах [232], наряду с уширением линии  $H_a$ , регистрировался и ее доплеровский сдвиг. В качестве причины этого эффекта был принят поток частиц, отождествленный с отраженными магнитным полем поршня ионами, движущимися со скоростями  $V_{OTP} \approx 2U$ .

Целенаправленно изучение закономерностей отражения было проведено авторами работы [327]. Ионы регистрировались непосредственно в плазме на коллектор, плоскость которого была перпендикулярна плоскости фронта ударной волны. На коллектор попадали частицы, развернувшиеся после отражения на угол  $90^\circ$  в начальном магнитном поле. Опережающие МЗУВ ионы наблюдались в диапазоне  $2,7 \leq M_A \leq 4,3$ , причем их количество возрастало с ростом  $M_A$  при уменьшении  $B_0$  (при постоянных  $n_0 = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $U = 2 \times 10^7 \text{ см/с}$ ). Отмечалось также, что отражение осуществляется не только макроскопическим скачком потенциала – его величина не обеспечивала необходимого торможения частиц. Предполагалось, что ионы отражаются первым максимумом потенциала электростатической ударной волны с осцилляторным профилем, не разрешенной при измерении, но существующей внутри МЗУВ. Кроме того, так как длина подножия соответствовала невозмущенной расчетной траектории зеркально отраженных ионов, был сделан вывод об отсутствии коллективного взаимодействия в подножии ударной волны. В то же время на этой установке в диапазоне начальных концентраций  $1,2 \times 10^{13} \leq n_0 \leq 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $B_0 = 170 \text{ Гс}$ ; дейтериевая плазма) в лидирующей части фронта МЗУВ были зарегистрирова-



ны колебания с  $k l_D \sim 0,1$ , ориентированные вдоль радиуса. Возможной причиной возбуждения колебаний назывался пучок отраженных ионов, раскачивающий пучково-циклотронную неустойчивость, выходящую на нелинейную стадию [250].

Доказательство существования отраженных от ударного фронта ионов было получено и из анализа функции распределения ионов, измеренной в одном цикле срабатывания установки «УН-Феникс» с помощью девятиканального энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки [140]. Опережающие МЗУВ ионы, движущиеся со скоростью  $V \gg 2U$ , детектировались при  $M_A > M_{Cl}$ .

В околоземной УВ удалось измерить многие пространственные и временные характеристики, которые было практически невозможно измерить в лаборатории, поэтому данные измерений, полученные с помощью КА, дали много новой информации об УВ. Установлено, что околоземная УВ относится к нелинейным волнам магнитозвукового типа. Одной из ярких особенностей МЗУВ является ее нестационарность, причем явно нестационарные МЗУВ содержат осцилляции большой амплитуды с периодом много короче, чем ионный гиро-период. Нестационарность МЗУВ связывалась с переходом через критическое числа отраженных частиц  $\alpha_{крит} \approx 15 \div 20\%$  [346]. При  $M_A \geq 20$  происходит стабилизация фронта МЗУВ из-за сильной диссипации во фронте волны при развитии двухпоточковой неустойчивости между электронами, отраженными и налетающими ионами и последующей ионно-звуковой неустойчивости [248]. К стабилизации МЗУВ приводит и пространственная неоднородность МЗУВ вдоль фронта (искривление, пульсации поперек магнитного поля), приводящая к более диффузному ионному распределению за фронтом МЗУВ, уменьшению изменений ионного давления за фронтом волны [263].

Лабораторные исследования, а также спутниковые измерения параметров околоземной ударной волны показывают [235; 236], что для квазиламинарных МЗУВ ( $M_A < 3$ ) магнитное поле во фронте монотонно нарастает до амплитудного значения, причем пространственные масштабы нарастания варьируются от  $10c/w_{pe}$  до  $c/w_{pi}$ , т.е. реальный масштаб фронта  $D_M$  много больше, чем для магнитозвукового солитона.

Магнитный профиль сверхкритических МЗУВ ( $M_A > 3$ ) имеет ярко выраженное подножие, имеющее масштабы  $\sim c/w_{pi}$ , и резкий скачок (ramp); во

фронте развиваются интенсивные колебания. Размер области магнитного подножия не превышает гирорадиуса отраженных протонов. Одной из отличительных от лабораторных УВ особенностей макроскопической структуры магнитного поля околоземной МЗУВ с  $M_A > 3$  является overshoot – область роста магнитного поля непосредственно за основным скачком шириной порядка гирорадиуса ионов и следующий за ним undershoot. Величина магнитного поля в overshoot коррелирует с величиной  $b_T$  – отношением теплового давления к давлению магнитного поля и растет с увеличением магнитозвукового числа Маха. Отраженные частицы гировращаются и, попадая за фронт, совершают там 2-3 оборота. Структура околоземной МЗУВ почти одинакова для углов  $\theta_{Bn}$  между нормалью к плоскости фронта и направлением межпланетного магнитного поля (ММП), лежащих в диапазоне  $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$ . Особенностью косых УВ являются уходящие вперед предвестники (волновой фронт) – распространяющиеся практически вдоль магнитного поля вистлеровские моды.

Большой объем информации об ионной динамике в МЗУВ получен для околоземной и межпланетных ударных волн. Прямое сравнение абсолютных величин нагрева протонов в лабораторной и космической МЗУВ затруднено. Анализ функций распределения, полученных на спутниках, отдельно для низко- и высокоэнергичных частей авторами «космических» работ часто не проводился. Температура дается как внутренняя энергия всего распределения по скоростям:

$$T_p = M \frac{\langle V^2 \rangle}{3k} \quad (k - \text{постоянная Больцмана}), \text{ а она всегда больше температуры основной массы частиц.}$$

Пример данных, полученных при интегрировании по всему распределению и только по основному пику – ядру  $T_{pk}$  для двухпиковых распределений приведен в работе [298]:  $T_{p2} = 2 \times 10^6 \text{ K}$ ,  $T_{pk2} = 5 \times 10^5 \text{ K}$  и  $T_{p2} : T_{pk2} = 4$ . Такое различие приводит к недоразумениям, когда выясняется возможность протекания процессов, условия существования которых зависят, например, от соотношения температур электронов и ионов.

В работе [350] сообщается о среднем по 13 измерениям значении скачка температуры ионов в околоземной ударной волне (от уровня температуры ионов в солнечном ветре  $T_{op}$ ) –

$$\frac{T_{p2}}{T_{p0}} = c = 24. \text{ Величина скачка температуры зависит от звукового числа Маха } M_3: \text{ при увеличении } M_3 \text{ с } 8,5 \text{ до } 16,7 \text{ значение } \chi \text{ возросло в } 5 \text{ раз, что соответствовало газодинамическим расчетам с } g = 5/3.$$

О резком увеличении разогрева протонной компоненты с ростом  $M_3$   $\left( \frac{T_{p2}}{T_{p0}} = 2,5 - 27 \right)$  сообщалось в работе [106]. Однако измеренные значения в среднем были заметно ниже расчетных. При этом анализировались данные со спутников Прогноз-7, 8, полученные при селективных измерениях протонов и  $\alpha$ -частиц в диапазоне энергий (250÷5000) эВ/заряд (за 246 секунд полный спектр). Было отобрано 36 однократных на интервале  $\pm 1$  час пересечений МЗУВ, когда в распределении отсутствовали признаки многопоточковых структур. В среднем от  $\sim 7\%$  при  $M_A = 4 \div 5$  до  $\sim 17\%$  при  $M_A = 8 \div 10$  возрастала и доля кинетической энергии, идущая на нагрев протонов, что связывалось с нарастанием уровня турбулентности при увеличении  $M_A$ .

Спутниковые измерения, проводимые с высоким пространственным разрешением внутри фронта ударных волн с различными  $M_A$  показали, что основной нагрев ионов происходит в тонком слое в конце области максимального градиента (ramp) магнитного поля за зоной термализации электронов (см., например, [257; 298]). Причем нагрев протонов во всем диапазоне  $M_A$  превышает нагрев электронов и  $T_{p2} \approx T_{e2}$ . В этой же области наблюдались резкие всплески высокочастотных электростатических колебаний в диапазоне ионно-звуковых частот для квазиперпендикулярных МЗУВ с  $M_A \approx 2,4$  и  $M_A \gg 6$  [257], коррелирующие с двумя потоками частиц, возбуждающими ион-ионную потоковую неустойчивость [243]. Нагрев ионов сопровождается усиленным уровнем шума в диапазоне нижнегибридных частот. В работе [71] было показано, что именно эти колебания, возбуждаемые в результате развития неустойчивости встречных потоков ионов, движущихся поперек магнитного поля [321], ответственны за термализацию ионов при  $M_A \gg 10$ ,  $q_{Bn} \approx 50^\circ$ . Галеевым [247] найдено, что эффективный обмен энергией между магнитозвуковыми колебаниями и ионами возможен лишь в области основного скачка магнитного поля во фронте ударной волны, где фазовые скорости колебаний близки к тепловым ионным. В качестве неустойчивости, ответственной за возбуждение колебаний в области нижнегибридных частот, рассматривалась и электрон-ионная модифицированная двухпотоковая неустойчивость в зоне рампа [358].

Встречные потоки ионов в области МЗУВ, как говорилось, генерируются в результате отражения части налетающего потока плазмы скачком электростатического потенциала во фронте ударной волны. В работе [200] при измерении

потока частиц, движущихся под разными углами в солнечном направлении, детектировались ионы, энергия которых была порядка четырех энергий протонов солнечного ветра (СВ); количество частиц не превышало 10 процентов от плотности  $n_{CB}$  ионов СВ, а плотность потока энергии – до 40% от плотности потока энергии СВ. Авторами был сделан вывод о том, что механизм ускорения присущ фронту МЗУВ (за фронтом со стороны магнитосферы потоки ионов в солнечном направлении не наблюдались) и он направляет частицы от МЗУВ.

Появление группы ионов со скоростями  $V = (1,5 \div 2)V_{CB}$  перед скачком магнитного поля, движущихся в том же, что и СВ, направлении, было зарегистрировано на спутнике Vela-4 [298]. В области подножия ионы тормозились не более чем на 10%. Основная потеря энергии наблюдалась в области фронта МЗУВ; за фронтом наблюдались флуктуирующие потоки ионов. Число частиц в пучке (второй пик на функции распределения) оценивалось в 10% от  $n_{CB}$ .

Позже при подробном многопараметрическом анализе пересечений МЗУВ на спутниках ISEE были идентифицированы отраженные от МЗУВ ионы, которые возвращались к ударной волне под действием магнитного поля в солнечном ветре и электрического поля конвекции  $\dot{V}_{CB} \times \dot{B}_{CB}$  [256]. Тщательный анализ условий отражения с временным разрешением 3 секунды в диапазоне  $2 \leq M_A \leq 12,4$  был проведен авторами работы [342]. Число отраженных ионов возрастало с 1–3% от  $n_{CB}$  при  $M_A = 2$  до 15 ÷ 25 процентов при  $M_A = 8 \div 12$  (отраженные частицы регистрировались перед рампом до тех пор, пока их можно было отделить от ионов основного распределения). Для больших  $M_A$  их скорость  $V_{OTP} \approx 2V_{CBn}$ , где  $V_{CBn}$  – нормальная к фронту МЗУВ компонента  $V_{CB}$ ; в основном происходит зеркальное отражение. Но при малых  $M_A$  (2; 2,6) скорость частиц пучка перед рампом составляла примерно половину от  $V_{CBn}$ . Возвратившиеся в МЗУВ первоначально отраженные, сгруппированные в пучки ионы имели скорость  $V_g \gg 2,15V_{CBn}$  и формировали за фронтом МЗУВ тор в пространстве скоростей. Для сверхкритических ударных волн внутренняя энергия пучков в подножии ударной волны соответствует эффективной температуре того же порядка, как и средняя энергия ионов за фронтом МЗУВ. При малых  $M_A$  заметного вклада отраженных частиц в нагрев за фронтом из-за фазового перемешивания не наблюдалось.

Следует заметить, что спектры с выделенным пучком ионов наблюдались приборами КА Helios-1, 2 в диапазоне энергий 155 эВ ÷ 15,3 кэВ на расстояни-

ях  $0,3 \div 1$  AU и в отсутствии межпланетных ударных волн [291]. Место рождения протонного пучка (источник) – неизвестно. Частицы распространялись вдоль магнитного поля со скоростями  $V_D = (1,6 \text{ , } 1,4)V_A$  относительно ядра с поперечной (относительно магнитного поля) температурой, превышающей продольную. В среднем  $V_D$  уменьшалась при удалении от Солнца. Пучки регистрировались в периоды высокоскоростного солнечного ветра ( $V_{sw} \approx 600$  км/с). На границах магнитных секторов измеренные спектры были (в системе солнечного ветра) изотропными – пучки не наблюдались. Авторы работы отмечали, что на границах секторов была повышенная плотность частиц, низкая температура, поэтому были возможны изотропизирующие кулоновские столкновения. За локальный ионный нагрев, формирующий анизотропию температур, ответственность возлагалась на ион-ионное взаимодействие.

В рамках проекта ИНТЕРШОК на спутнике Прогноз-10, благодаря лучшему временному разрешению (спектр в диапазоне энергий  $175 \text{ эВ} \div 4,1 \text{ кэВ}$  измерялся за  $0,64$  с), были выявлены более тонкие эффекты, относящиеся к ионной динамике. Для сверхкритической поперечной ( $q_{Bn} = 86^\circ$ ) МЗУВ с числом Маха, определенным по нормальной компоненте  $V_{CB}$ ,  $M_A \gg 10,7$ , после пересечения фронта наблюдались узкие спектральные распределения ионов с осциллирующими между скоростью потока за фронтом и  $2V_{CB}$  средними скоростями [72]. Помимо этого были зарегистрированы и более крупномасштабные ( $\sim 5$  с) флуктуации потока плазмы. Полное число сгустков в функции распределения оценивалось равным  $100 \div 200$ .

Колебания функции распределения ионов в МЗУВ вблизи скорости ионов за фронтом с частотой  $\sim \frac{w_{pi}}{2p}$  наблюдались и в электростатической турбулентной ударной волне, возникающей при взаимодействии встречных ионных потоков в лабораторной установке [101]. При этом ионы оставались холодными.

В подножии сверхкритической квазиперпендикулярной МЗУВ наблюдались сильные возмущения ионного потока с  $\frac{Dn}{n} \sim 0,5$ , сопровождаемые генерацией больших градиентов ( $\sim 30$  мВ/м) электрического поля и всплесками интенсивности в диапазоне ионно-звуковых волн. Вблизи этих структур

( $W$  – структуры) ионная функция распределения деформируется и проявляются дополнительные пучки. Линейный размер  $W$ -структур не превышает  $\frac{c}{W_{pe}}$ ; полный скачок потенциала – около 100 В. Во фронте МЗУВ они выражены более четко. Считается, что их образование связано с захватом ионов нелинейными волнами в зоне нижнегибридной турбулентности, вызванной пучками отраженных ионов [348].

Перед околоземной ударной волной, по современным представлениям, по виду функции распределения различают [317]:

- 1) диффузные ионы;
- 2) пучки ионов, движущиеся вдоль магнитного поля («отраженные» ионы);
- 3) промежуточные распределения (с признаками первых двух распределений);
- 4) гировращающиеся ионы;
- 5) ионы, сгруппированные в пакеты с одинаковой гирофазой.

Наиболее энергичные из перечисленных частиц – диффузные ионы, имеющие энергии до  $\sim 40$  кэВ [324]. Наблюдаются все перечисленные частицы в так называемой форшок-области (foreshock) – части пространства перед фронтом ударной волны вдоль межпланетного магнитного поля, ограниченной сверху углом  $q_{Bn} \approx 75^\circ$ . Последовательность расположения с уменьшением  $q_{Bn}$ : отраженные, промежуточные, диффузные, наблюдаемые со спутников серии ISEE по отдельности [324]. На КА Geotail и Cluster [292; 315] впервые отраженные и гировращающиеся ионы наблюдались одновременно. Функция распределения протонов по скоростям (энергиям) в диапазоне (2 ÷ 30) кэВ имела явно выраженную двухпиковую структуру – см. рис. 1.21 (рис. 5 из [315]), где показана эволюция двумерной функции распределения при пересечении МЗУВ (источник спектров рис. 1.22) и профиль магнитного поля в момент (точка на профиле магнитного поля) получения спектра – рис. 4 из [294]). Первый пик находился в зоне (3÷3,5) кэВ, второй – при энергии  $\sim 13$  кэВ.

Скорости частиц из первого максимума функции распределения – отраженные частицы – изменяются в диапазоне  $\sim (2,25 \div 3,1)$  кэВ [324]. Анизотропия температур по отношению к магнитному полю составляет  $T_\perp / T_\parallel = 2 \div 3$ . Более энергичные ионы были отнесены к гировращающимся частицам, имеющим питч-углы  $\sim 30^\circ$ . Пучки вдоль магнитного поля наблюдались в период ус-

тойчивого по амплитуде и направлению магнитного поля, в то время как появлению гиропучков ионов сопутствовало начало ультранизкочастотных флуктуаций магнитного поля амплитудой  $\frac{\partial B}{B} \sim 1$ . Параметр  $P_{gc} = \frac{V_{gc}}{U}$  ( $V_{gc}$  – скорость ведущего центра соответствующего пучка вдоль магнитного поля) равен в среднем  $P_{gc} = 2$  для продольного пучка,  $P_{gc} = 1,75$  – для промежуточных ионов и  $P_{gc} = 1,18$  – для диффузных ионов [294]. Полагают, что продольные пучки появляются в процессе адиабатического отражения от фронта квазиперпендикулярной ударной волны. При этом происходит поворот на  $180^\circ$  нормальной к фронту МЗУВ компоненты скорости, а тангенциальная – не изменяется. Впоследствии они доускоряются межпланетным электрическим полем  $\dot{U} \times \dot{B}$  [324] – одна точка зрения, или пучки генерируются в результате многократного взаимодействия с ударной волной – вторая [317]. Продольные пучки и гиро-вращающиеся ионы наблюдались одновременно и во фронте ударной волны, претерпевая уже там сильное рассеяние по углам.

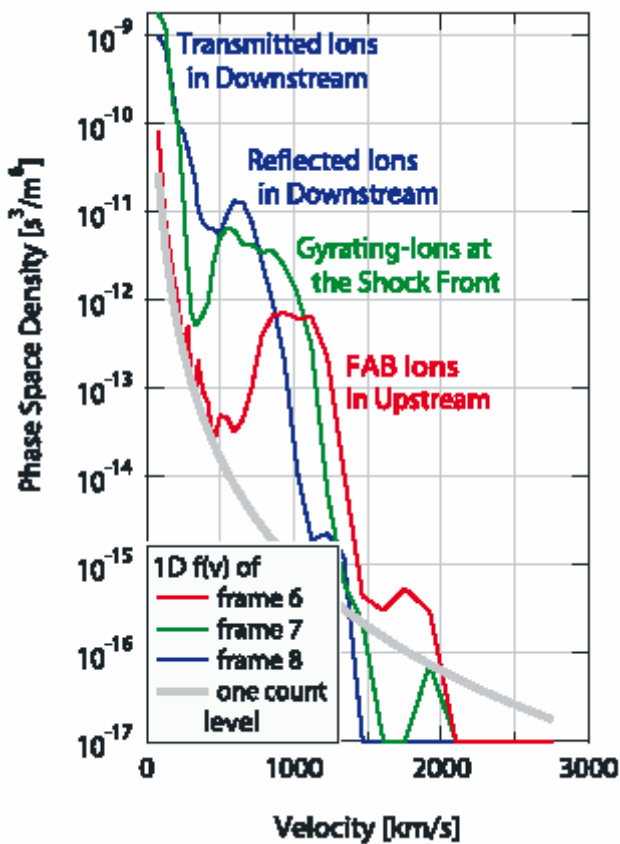


Рис. 1.21. Функция распределения протонов по скоростям при пересечении околоземной ударной волны ( $U \gg 400$  км/с,  $E_{SW} \approx 830$  эВ,  $q_{Bn} \approx 53^\circ$ ,  $M_A \approx 3,3$ )

В связи с многомасштабностью явлений во фронте МЗУВ [85], возможной нестационарностью эффекта отражения и наличием во фронте квазистационарных нелинейных структур ионного потока [348] экспериментально активно исследовалась и продолжает изучаться тонкая структура магнитного поля и потенциала

внутри фронта ударной волны и связанные с ней особенности нагрева, отражения и ускорения ионов и электронов.

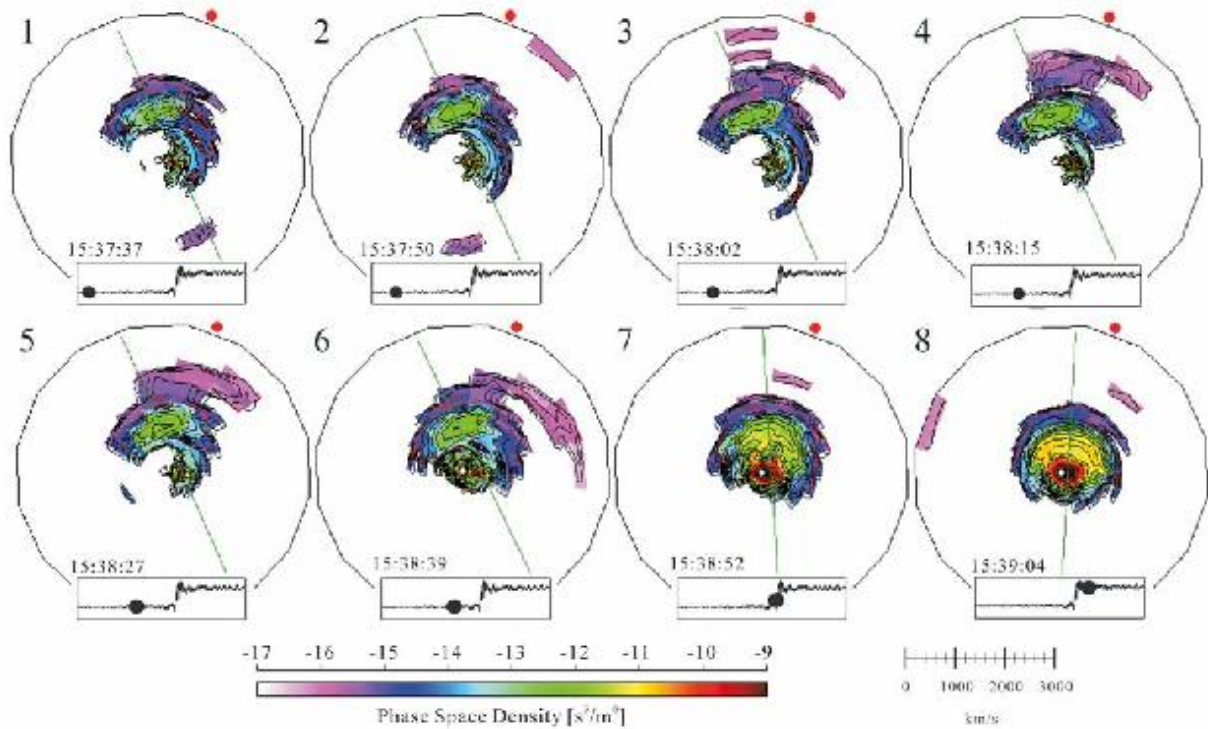


Рис. 1.22. Эволюция двумерной функции распределения ионов по скоростям при пересечении околоземной ударной волны (усреднение по времени – 3с; угловое разрешение –  $22,5^\circ$  по полярному и азимутальному углам)

Мы уже говорили о подножии на профиле магнитного поля и изомагнитном скачке внутри фронта МЗУВ. Общая (крупномасштабная) ширина  $\Delta_M$  фронта МЗУВ, определенная по изменению магнитного поля от области перед фронтом к области за фронтом околоземной квазиперпендикулярной сверхкритической ( $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$ ) ударной волны, составляет  $D_M = (0,4 \div 1) \frac{c}{W_{pi}}$ .

Наряду с этим, внутри глобальной структуры, независимо от типа МЗУВ (одиночный, комплексный переход, осциллирующая волна), наблюдаются более тонкие, масштаба  $D_{SM} = (0,1 \div 0,2) \frac{c}{W_{pi}} \approx (4 \div 8) \frac{c}{W_{pe}}$ , квазистационарные на ларморовском периоде, с амплитудой, сравнимой с величиной глобального скачка, всплески магнитного поля. Минимальная, зарегистрированная на спутниках ISEE 1, 2 ширина  $D_M \approx 2 \frac{c}{W_{pe}}$ , была отнесена к поперечной ударной волне [262; 303; 304]. Какой-либо корреляции между типом ударно-волнового перехода и параметрами плазмы перед фронтом МЗУВ обнаружено не было [262]. Некото-



рые МЗУВ, явно нестационарные, содержат осцилляции большой амплитуды с периодом много короче, чем ионный гироспериод. К стабилизации МЗУВ приводит пространственная неоднородность МЗУВ вдоль фронта (искривление, пульсации поперек магнитного поля).

На спутниках Cluster II при  $M_A$  в диапазоне  $2,3 \div 3,9$  и малом отношении теплового давления к магнитному  $b_{tm} = (0,01 \div 0,11)$  наблюдались ударные волны в «квазиэлектростатическом режиме со скачками потенциала внутри магнитного профиля» [207] шириной, по нашим оценкам,  $\Delta\varphi \approx 6,9 \frac{c}{w_{pe}} < D_M$ .

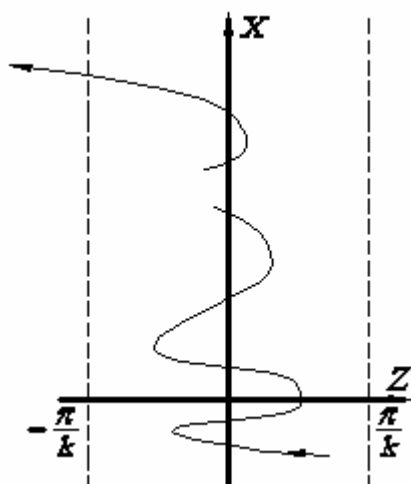
Данные этой работы и более ранних работ [168; 242] о ширине скачка потенциала позволяют предположить универсальность существования изомагнитных (квазиэлектростатических) скачков потенциала во фронте ударной волны.

Интересно отметить недавние измерения в переходной области сверхкритической квазиперпендикулярной околоземной МЗУВ. При проведении WAVES-эксперимента на спутнике Wind в низкочастотном диапазоне длин волн были обнаружены биполярные уединенные структуры электрического поля (ЭУС) – скачки электростатического потенциала размером  $(2 \div 7)I_D$  [205]. Временной масштаб структур порядка 10 мс. Анализ 33 пересечений МЗУВ позволил определить положение электростатического скачка относительно фронта волны: наиболее вероятное место – область основного скачка магнитного поля; большое количество всплесков наблюдается и в области роста магнитного поля за основным скачком (overshoot) [206]. Подобные структуры – «уединенные волны» – были зарегистрированы и в области перед фронтом квазипараллельной МЗУВ [213], движущимися параллельно магнитному полю со скоростями  $V = (400 \div 1200)$  км/с. Преимущественно уединенные волны находились внутри магнитных структур малой длительности и большой амплитуды (SLAMS). На космическом аппарате Cassini уединенные структуры электрического поля наблюдались и в области резкого изменения магнитного поля в магнитосфере Сатурна [370].

Анализируя вышеизложенное, можно сказать, что макроскопическая картина набора энергии ионами в поперечных сверхкритических МЗУВ в основном создана. Нагрев частиц идет за счет адиабатического сжатия, обмена

энергией через колебания с электронами в зоне токовой неустойчивости и непосредственного взаимодействия с колебаниями в области ион-ионной неустойчивости. Наиболее эффективно процесс идет во фронте ударной волны после термализации электронов. Отраженные протоны регистрируются в подножии МЗУВ, начиная с  $M_A \gg 2$ , и их количество возрастает до 25% при  $M_A \gg 10$ .

В экспериментах, результаты которых проанализированы выше, энергичные частицы связывались, в основном, с процессом отражения. В последнее время большой интерес вызывает механизм резонансного (серфотронного) ускорения заряженных частиц вдоль фронта потенциальной волны, движущейся со скоростью  $V_P$  поперек магнитного поля ( $V_P \circ U$ ) –  $\dot{V}_p \times \dot{B}$ - ускорение (подробно этот механизм ускорения описан в гл. 5). Впервые внимание на резонансный механизм ускорения было обращено в работе [165] при анализе движения частиц в окрестности фронта поперечной к магнитному полю стационарной ударной волны, на которую налетает поток плазмы. При изучении взаимодействия частиц с колебаниями в присутствии слабого магнитного поля было показано [166], что имеет место дополнительное затухание волн, связанное с потерей энергии на ускорение захваченных частиц вдоль фронта волны. В магнитном поле захваченные волной частицы, энергия которых  $E < eE_Z k^{-1}$  ( $E_Z$  – напряженность поперечного к магнитному электрического поля), отражаясь от границ потенциальной ямы, заворачиваются магнитным полем и ускоряются в перпендикулярном направлении линейно со временем:  $V_X = V_{X0} + \frac{W}{k}(w_{ci}t)$  до тех пор пока, сила Лоренца



$\frac{e}{c}(V_X \times B_y)$  не превысит отражающую силу  $-eE_Z$ , в результате чего нарушится условие захвата и частица уходит из ямы (рис. 1.23 – из работы [166]).

Рис. 1.23. Схема набора энергии ионом вдоль фронта МЗУВ при серфотронном ускорении

В статье [258] приводятся результаты исследования возможности работы

данного механизма в корональных условиях на Солнце. В движущейся системе координат было включено электрическое поле  $E_x = -\frac{1}{c}(UB)$ . Частица находилась в режиме ускорения при условии отражения:  $\frac{MV_z^2}{2} \leq ej_{\max}$ , где  $j_{\max}$  – амплитуда скачка потенциала с характерным размером  $d = \frac{c}{w_{pe}}$ . Решая

систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dV_z}{dt} = w_{ci}V_x; \\ \frac{dV_x}{dt} = -w_{ci}(V_z + U); \\ \frac{dV_y}{dt} = 0, \end{cases}$$

они получили выражение для максимальной энергии:

$$E_{\max} = \frac{4(M_A - 1)^2}{M_A^2 f^2(M_A)} \cdot \frac{M}{m} \cdot \frac{1}{2} MU^2$$

и длины, на которой происходит ускорение

$$l_E = \frac{c}{eB_0U} \cdot (E - E_0),$$

где  $f(M_A) \gg 2$ ,  $E_0$  – начальная энергия частицы. В корональных условиях  $E_{\max} \sim 0,3-30$  МэВ,  $l_E \approx 10^7 - 10^8$  см, что много меньше  $d$ . В режим серфотронного ускорения авторы считали инжектируемыми ионы, нагретые в зоне токовой ионно-звуковой неустойчивости, а число частиц оценивалось в несколько процентов от полной концентрации.

В дальнейшем идея резонансного ускорения в макроскопическом дрейфовом электрическом поле была развита с помощью моделирования на ЭВМ в работах [315; 336] и другими авторами для различных известных типов ударных волн. Для поперечных МЗУВ было показано, что кинетическая энергия ускоренных частиц может быть много больше потенциальной энергии

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{MV_2^2}{ej_{\max}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{M}{m} (M_A - 1)^2. \text{ Рассчитаны кривые темпа набора энергии } E_i$$

тяжелыми ионами:  $\frac{E_i(t)}{E_{pm}} = \frac{r_q^2}{r_m} \cdot \left( \frac{t}{t_{ap}} \right)^2$ , где  $E_{pm}$  – максимальная энергия

протонов, набираемая ими за время захвата  $t_{ap}$  частицы волной,  $r_m = m_i/M$ ,  $r_q = q/e$ ,  $m_i$ ,  $q_i$  – масса и заряд иона,  $M$  – масса протона. Для косых ударных волн исследована зависимость темпа ускорения от угла между скоростью потока и нормалью к фронту  $q_{Vn}$  и  $b$ . Продемонстрирована теоретически и с помощью машинного эксперимента возможность ускорения ионов до релятивистских энергий.

В случае, когда фронт ударной волны представляет собой поверхность вращения, в работах [66; 67] показано, что в зависимости от формы этой поверхности эффективное ускорение может отсутствовать или иметь место. Приращение энергии пропорционально увеличению радиуса поверхности, при этом частица набирает энергию, совершая большое число оборотов по азимуту. Область ускорения в пространстве оказывается компактной. В цилиндрическом

случае энергия частиц растет по закону:  $E = \frac{eBr_p}{2\sqrt{1-\left(\frac{V_p}{c}\right)^2}}$ . Спектр частиц будет

степенным  $\frac{dN}{dE} \approx E^{c/V_p}$ , если радиус кривизны растет, или экспоненциальным

$\frac{dN}{dE} \approx \exp\left(-\sqrt{\frac{E}{E_0}}\right)$  – для постоянной кривизны.

Важность одновременного ускорения протонов и электронов, неограниченного набора энергии делает серфотронный ( $\dot{V}_p \times \dot{B}$ ) механизм ускорения применимым для объяснения ускорительных процессов в астрофизических объектах. В этой связи можно отметить возможность работы механизма резонансного ускорения и как инжектора при Ферми [173] или регулярном [45] ускорении галактических космических лучей.

В работе [305] сообщалось об экспериментальном наблюдении эффекта  $\dot{V}_p \times \dot{B}$ - ускорения для электронов. В плазменный объем вдоль градиента концентрации поперек слабого ( $B_0 \approx 11$  Гс) неоднородного в пространстве магнитного поля излучалась электромагнитная волна. В области критической концентрации возбуждалась косая электростатическая волна,

распространяющаяся в том же направлении. Изменением  $\nabla n_0$  достигалось смещение в пространстве точек трансформации волн и, соответственно, угла к магнитному полю. В области трансформации наблюдались потоки энергичных (выше 60 эВ) электронов, движущихся поперек  $\nabla n_0$  (по оси  $Ox$ ). Причем электроны с максимальными скоростями наблюдались под определенным углом  $q$  к магнитному полю. Зависимость  $E_{max}$  от  $q$  рассчитывалась в предположении, что на электроны вдоль оси  $Ox$  действует сила  $-eV_y B_z (\dot{V}_p \times \dot{B}$  - механизм ускорения) по известным измеряемым  $V_y$  и  $B_z$ . Максимальные скорости, как сообщают авторы, которые может обеспечить серфинг, не наблюдались из-за аппаратных ограничений.

При измерении энергетических спектров протонов в диапазоне энергий  $3 \div 1600$  кэВ при пересечении 75 межпланетных ударных волн КА ISEE 3 авторы работы [364] разделили наблюдаемые ионные события на 4 класса:

1) плавные профили, ассоциируемые с косыми сильными и быстрыми МЗУВ (длительность до двух дней), в диапазоне «низких» ( $35 \div 238$  кэВ) энергий;

2) нерегулярные интенсивные всплески во всем энергетическом диапазоне, ассоциируемые с квазиперпендикулярными МЗУВ;

3) всплески (квазиперпендикулярные МЗУВ; длительность всплесков не более 1 часа);

4) «плоские» профили, в которых ускоренных частиц или мало, или нет совсем.

Спектральный индекс изменяется для перечисленных событий от 2,2 до 3,6. Наблюдаемые спектры часто «двухтемпературные» – аппроксимируемые двумя распределениями с различными спектральными индексами.

В целом, для объяснения причины ускорения, рассматривались 3 «чистых» ускорительных процесса:

- диффузное ускорение – ускорение Ферми первого рода, когда частицы набирают энергию при отражении от нерегулярных колебаний магнитного поля, локализованных перед и за фронтом ударной волны, или при многократном отражении от движущегося фронта МЗУВ;  $\frac{dJ}{dE} \propto E^{-g}$  ( $J$  – поток ускоренных частиц);

- дрейфовое ускорение, при котором ионы ускоряются в процессе дрейфа ведущего центра в неоднородном магнитном поле параллельно конвекционному  $\dot{V} \times \dot{B}$ -электрическому полю во фронте ударной волны; величина набранной энергии зависит от количества пересечений фронта МЗУВ; наилучшие результаты дает для случаев  $45^\circ < q_{Bn} < 90^\circ$  [228];
- серфотронный механизм ускорения (магнитное поле постоянное).  
Ряд работ посвящен рассмотрению совмещенных («не чистых») механизмов ускорения. Так, диффузионное ускорение может содержать в себе и дрейфовое ускорение, особенно для пространственных систем.

## Глава 2. Техника лабораторного эксперимента

Прежде чем перейти к подробному описанию экспериментальных установок и диагностических методов исследования плазмы, остановимся на важных вопросах, связанных с методикой экспериментальных исследований в лабораторной плазме и с последующим использованием полученных при этом результатов для интерпретации физических процессов в космической плазме.

На начальном этапе изучения различных явлений в космической плазме анализ полученных со спутников данных осуществлялся на основе выводов, установленных при проведении плазменных исследований в лабораториях, которые проводились для решения практических задач, например таких, как управляемый термоядерный синтез, МГД-преобразование энергии. Эти исследования дали возможность использовать надежно установленные в физике плазмы факты для анализа различных явлений и процессов в космической плазме, привели к появлению нового направления в науке о космосе – плазменной астрофизики. При обработке спутниковой информации, с одной стороны, использовались идеи и развитая теория физики плазмы, с другой – модельный перенос свойств, полученных в специализированных лабораторных экспериментах, на космическую плазму.

Два явления считаются строго подобными, если по заданным характеристикам одного можно получить характеристики другого простым пересчетом, аналогичным переходу от одной системы единиц измерения к другой. Для осуществления перехода необходимо знать «переходные масштабы» – совокупность независимых безразмерных комбинаций, составленных из определяющих явление (процесс) плазменных параметров. В этом случае постоянство численных значений безразмерных базовых параметров – критериев подобия – будет необходимым и достаточным условием подобия двух явлений.

В некоторых случаях модельный перенос можно производить, используя опыты с заведомо не подобными строго явлениями, когда некоторые критерии подобия имеют различные значения на модели и натуре, но вместе с тем, когда из дополнительных соображений заранее известен вид зависимости искомых безразмерных величин от этих параметров. В таких случаях можно выдерживать постоянство только тех критериев подобия, зависимость от которых неизвестна. Развитием этого тезиса при моделировании космической плазмы и яви-

лось введение понятия приближенного, ограниченного, качественного моделирования: для воспроизведения того или иного космического явления в лаборатории нет необходимости точно следовать законам подобия, достаточно, чтобы условия протекания исследуемого явления были выполнены [41; 153; 162; 183; 238].

Сущностью физического моделирования является техническое воспроизведение условий существования явления. При этом среди лабораторных экспериментов выделяют пространственно-масштабные модельные эксперименты и опыты, проводимые для прояснения основных плазменных физических процессов – известных или ожидаемых. Такое моделирование называют моделированием процессов. Описываемые в данной работе эксперименты относятся к опытам такого рода.

Важной деталью, обеспечивающей реальность сравнения характеристик модели и оригинала, является наличие порогов протекания определяющего количества турбулентных процессов в плазме, плазменных токовых слоях как в космосе, так и в лаборатории, пороговость и некоторых макроскопических характеристик (например, превышение скорости потока над скоростью звука, условие отражения ионов). Таким образом, проводя сравнение данных лабораторных и спутниковых измерений, мы подразумеваем, во-первых, наличие условий для существования явления и превышение порогов возбуждения – параметров подобия процессов, определяющих его как в космосе, так и в лаборатории, и, во-вторых, их одинаковость. Сравнение комплекса процессов в космической плазме, зарегистрированных к настоящему времени при обработке «космических» данных по той же методике, что и результаты лабораторного эксперимента, позволяет сделать вывод об одинаковости основных характеристик и, следовательно, о возможности модельного переноса и совместного анализа результатов.

Вместе с тем, в лаборатории можно детально исследовать относительно простые фрагменты сложного процесса и, как показывает практика, успешное решение простых, но принципиальных частных задач (как, например, определение закономерностей распространения пучка в плазме) дает ценную информацию для понимания всего явления в целом в условиях космоса.

Лабораторный эксперимент к настоящему времени далеко не исчерпал своих возможностей как самостоятельный способ изучения МЗУВ и КТС, и



как способ исследования космических явлений посредством модельного переноса свойств в рамках качественного моделирования. Космические измерения обеспечивают при попадании КА в плазменный слой хорошее временное и пространственное разрешение, что дало возможность, в частности, исследовать спектры электромагнитных колебаний в плазменных токовых слоях. Лабораторный эксперимент проводится в условиях хорошей воспроизводимости параметров плазмы и обеспечивает, например, возможность точной пространственной привязки к элементам структуры плазменного слоя, что особенно важно при изучении КТС и регулярных ускорительных процессов. Результаты «совместных» экспериментов, взаимно обогащая и дополняя друг друга, обеспечивают достоверное понимание сути плазменных процессов, протекающих в МЗУВ и КТС. К настоящему времени уже накоплено достаточно много примеров такого плодотворного сотрудничества. Например, результаты лабораторных экспериментов по изучению закономерностей отражения и дальнейшей релаксации части ионного потока во фронте МЗУВ в широком диапазоне чисел Маха-Альфвена инициировали поиск и регистрацию отраженных ионов в околоземной ударной волне при докритических числах Маха. Лабораторные данные о различиях в эффективности ускорения ионов в особых Х- и О-точках КТС помогают в интерпретации локальных измерений в КТС геомагнитного хвоста. Достижения лабораторных экспериментов по изучению энерговыделения в КТС дают методику интерпретации ионных всплесков в КТС геомагнитного хвоста и энерговыделения в солнечных вспышках. Пространственно-масштабное моделирование процесса выделения энергии в КТС, когда характерным масштабом является толщина токового слоя, в принципе, возможно, с коэффициентом подобия близким к 1. При этом необходимо, чтобы токовый слой на Солнце представлял собой поверхность, толщина которой много меньше остальных размеров. В более общем случае сравнивать можно, например, мощность энерговыделения и темп ускорения частиц.

## 2.1. Экспериментальные установки для формирования магнитозвуковых ударных волн

Ударные волны в плазме, находящейся в начальном магнитном поле  $B_0$ , формируются в импульсных системах если время  $t$  нарастания амплитуды  $B$  магнитного поля на границе плазмы с концентрацией  $n_0$  меньше времени распространения магнитного возмущения через плазму с характерным размером  $R$ :

$t < \frac{R}{V_A} \approx R \frac{\sqrt{4\mu n_0}}{B_0 + B}$  (хорошо выраженный скин-эффект). При этом возможна ге-

нерация УВ, распространяющихся под углом  $90^\circ$  к магнитному полю (поперечные), «косых» МЗУВ и ударных волн, распространяющихся вдоль поля.

Простейшей установкой для генерации ударных волн является так называемый Z-пинч – линейный (диодный) сильноточный разряд в плазме, созданной в вакуумном диэлектрическом объеме. Сжатие плазмы к оси установки здесь обусловлено взаимодействием азимутального поля  $B_j$  с продольным током  $I_z$ ; к поверхности плазмы приложено магнитное давление  $\frac{B^2}{8\mu}$  [151].

Основное количество продуктивных работ по ударным волнам было выполнено на других установках –  $\theta$ -пинчах. В них процесс ускорения и сжатия плазмы также определяется электродинамической силой, причиной которой является ток, протекающий в одновитковой катушке, окружающей диэлектрический объем с предварительно приготовленной замагниченной плазмой.

Ударные волны, распространяющиеся под углом  $q_{Bn} < 90^\circ$  (косые), генерировались «наклонным» поршнем (конусная одновитковая катушка с большим углом при вершине – установка УН-4) [5]. При создании продольных ударных волн конический виток вводился внутрь вакуумного объема установки УН-6 [145].

Поперечные ударные волны изучались на  $\theta$ -пинчах с цилиндрическими ударными витками. Одной из таких установок был «большой Мэрилендский  $\theta$ -пинч» [231]. МЗУВ с  $M_A = 5, 20$  формировались в кварцевом объеме при диаметре ударного витка 46 см и длине 1 м. Предварительная плазма получалась при поверхностном разряде емкостного накопителя энергии (3 кДж; 20 кВ) с последующим тета-пинчовым разрядом (контур с собственной частотой 100 кГц; время затухания разряда составляло около 150 мкс). Рабочими газами бы-

ли водород, дейтерий, гелий, аргон и криптон при давлении несколько мТорр. Температура в предварительной плазме устанавливалась равной примерно 3 эВ. Начальное магнитное поле изменялось в диапазоне от 400 до 1000 Гс; оно спадало до половины амплитуды за 100 мкс. На ударный виток разряжалась длинная линия (постоянная времени 120 нс), заряженная до 250 кВ. Ток в витке достигал максимального значения за время не более 10 нс.

Нами эксперименты по изучению поперечных МЗУВ проводились на установке типа  $\theta$ -пинч «УН-Феникс» [14; 144]. Плазма создавалась в цилиндрическом кварцевом объеме 1 радиусом  $R = 9$  см длиной 1 м, в котором давление остаточного газа  $P \sim 10^{-5}$  мм. рт. ст., а давление рабочего газа (водород) –  $10^{-2} \div 10^{-4}$  мм. рт. ст. (рис. 2.1). Начальные параметры ( $n_0$  и  $T_0$ ) и параметры плазмы за фронтом БУВ и в КТС ( $n_2, T_2$ ) обеспечивались такими, чтобы выполнялись условия бесстолкновительности относительно кулоновских столкновений и столкновений с нейтральными частицами. Длины кулоновских пробегов  $l_{ei} \sim 0,5 \dots 200$  см превышают, в основном, характерный размер (ширину

фронта магнитного поля) ударной волны  $D \approx 10 \frac{c}{W_{pe}}$ , изменяющийся в диапазоне  $3 \div 0,5$  см. Условие бесстолкновительности по параметрам невозмущенной плазмы относительно кулоновских соударений  $l_{ei} = \frac{3,76 \cdot 10^{12} T_0^2}{n_0} > R$

выполняется при  $n_0 \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для  $T_0 > 5$  эВ ( $l_{ei}, R$  измерено в см,  $T_0$  – в эВ,  $n_0$  – в  $\text{см}^{-3}$ ). Длина свободного пробега  $l_{ei} > D$  при  $n_0 \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Столкновения, приводящие к перезарядке, проявляются при концентрациях больших  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Максимальное значение сечения резонансной перезарядки  $S_{10.\max} \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ . Длина свободного пробега относительно столкновений с нейтрами  $l_{i0} = n_0 S_{10.\max} \approx 9$  см, если  $n_0 \approx 1,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В этом диапазоне  $n_0, T_0$  предварительная плазма является холодной с  $b = \frac{8\rho n_0 T_0}{B_0^2} \leq 0,1$ , когда  $B_0 \geq 100$  Гс.

Начальное квазистационарное магнитное поле  $B_0$  создавалось с помощью внешней системы витков типа катушек Гельмгольца (позиция 2 на рис. 2.1), расположенных вдоль оси установки на расстоянии друг от друга, равном радиусу катушек, которая обеспечивала в области ударного витка однородность

магнитного поля вдоль продольной оси установки не хуже 2%. Для увеличения времени удержания плазмы использовалась ловушечная конфигурация – пробкотрон. Катушка включалась в электрическую цепь батареи конденсаторов типа ИМ5-150 общей емкостью  $10^4$  мкФ через игнитронный разрядник ИРТ-6. При разрядном напряжении 0,1 , 0,6 кВ величина магнитного поля внутри катушки составляла  $B_0 = 100 , 600$  Гс. Период колебаний квазистационарного поля составлял  $T = 10^{-3}$  с.

Ионизация рабочего газа производилась в момент времени вблизи максимума тока в катушке начального магнитного поля посредством искрового пробоя между электродами 3 (рис. 2.1). После этого производился индукционный безэлектродный разряд накопителя энергии  $C_2$  – конденсатор типа КМК 50-4 емкостью 3,8 мкФ при рабочем напряжении  $\Phi \approx 30$  кВ на два цилиндрических витка 4 (рис. 2.1) диаметром 19 см и шириной 10 см. Для коммутации цепи создания предварительной плазмы применялся вакуумный разрядник с искажением поля, обеспечивающий высокую точность запуска в широком диапазоне рабочих напряжений. Поджиг разрядников осуществлялся с помощью кабельных генераторов наносекундных импульсов амплитудой  $\sim 50$  кВ, длительностью около 40 нс.

Поле магнитного поршня  $B_1$  создавалось с помощью ударного витка 5 шириной 30 см, плотно охватывающего вакуумную камеру в области центрального сечения. На виток разряжался малоиндуктивный ( $L < 50$  нГн) конденсатор КИМ-22 ( $C_3$  на рис. 2.1) емкостью 0,52 мкФ с рабочим напряжением  $\Phi = 30$  кВ. Контур обеспечивал время нарастания тока в ударном витке  $\tau \approx 450$  нс. При этом скорость изменения магнитного поля на границе плазменного объема составляла  $\frac{dB_1}{dt} \approx 3 \cdot 10^9$  Гс/с. В случае, когда магнитное поле  $B_0$  совпадало по направлению с полем  $B_1$ , изучалась ударная волна, если  $\dot{B}_0$  было антипараллельно  $\dot{B}_1$  – нейтральный токовый слой.

Для исключения повторной генерации МЗУВ и существенного увеличения времени жизни КТС были разработаны и включены в электрическую цепь основной и закорачивающий (кrouбарирующий) разрядники. В результате формировался апериодический импульс магнитного поля с  $B_{1,max} \leq 1,4$  кГс и временем спада до половины амплитуды  $Dt \approx 3,5$  мкс. Колебания тока на спаде импульса не наблюдались, что свидетельствовало об отсутствии связи между раз-

рядным и релаксирующим в ударном витке токами. Основной и кроубарирующий разрядники ( $P_3$  на рис. 2.1) были выполнены в виде однокорпусного совмещенного трехэлектродного устройства с двумя независимыми разрядными камерами (рис. 2.2). Один из электродов (3) был общим для основного и кроубарирующего разрядников. Каждая камера управлялась независимо с помощью трех поджигающих электродов 4. Поджиг кроубарирующего разрядника (II на рис. 2.2) осуществлялся в максимуме тока в ударном витке ( $R_n$  на рис. 2.2).

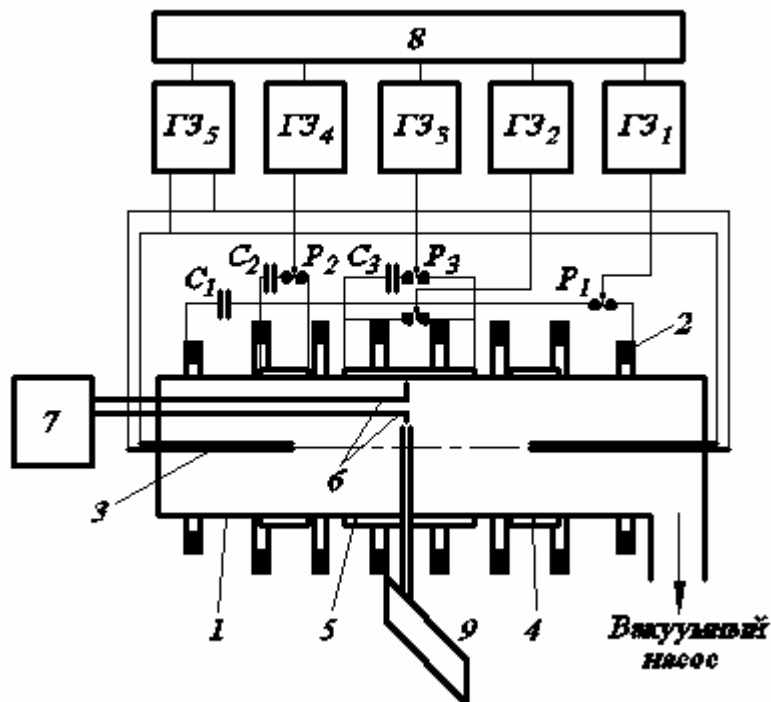


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки «УН-Феникс»:

- 1 – вакуумная камера; 2 – витки катушки квазистационарного магнитного поля;  
 3 – инициирующий поджиг; 4 – витки предионизации; 5 – ударный виток;  
 6 – зондовые датчики; 7 – линия передачи сигналов; 8 – система синхронизации;  
 9 – энергоанализатор нейтральных частиц перезарядки;  
 $\Gamma З_1 \div \Gamma З_5$  – генераторы запуска разрядников;  $C_1 \div C_3$  – емкостные накопители;  
 $P_1 \div P_3$  – управляемые разрядники

С целью изучения эффектов, происходящих в КТС при переполюсовке магнитного поля на границе, с помощью плазменной ловушки магнитного потока формировался трапециидальный импульс магнитного поля. Идея устройства описана в работе [138]; схема приведена на рис. 2.3. Два коаксиальных цилиндра диаметрами  $d_1 = 22$  см и  $d_2 = 18$  см образуют рабочий  $V_1$  и кроубари-

рующей кольцевой  $V_2$  объема, каждый из которых имеет независимые системы откачки и напуска газа. Откачка кольцевого объема осуществлялась до давления остаточного газа  $P \sim 10^{-4}$  мм. рт. ст. Давление газа (криптон) в кольцевом промежутке подбиралось таким, что при разряде конденсатора  $C$  на ударный виток, охватывающий объем  $V_1$ , газ пробивался в момент максимума тока. Образующаяся плазма формировала замкнутый кольцевой проводник, который удерживал проникшее в рабочий объем магнитное поле. Момент разрушения плазменного кольцевого проводника при заданном  $d_1 : d_2$  определяется скоростями откачки и напуска рабочего газа.

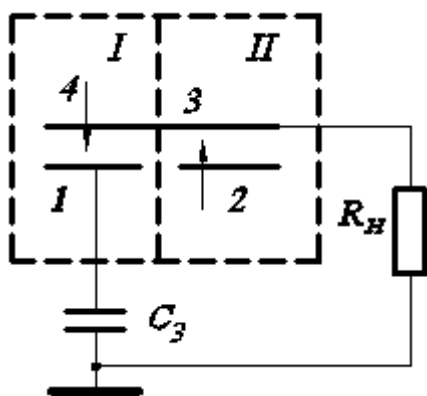


Рис. 2.2. Схема сдвоенного разрядника:

- 1, 2 – основные электроды; 3 – общий электрод;  
 4 – электроды поджига разрядников,  
 $C_3$  – емкостной накопитель;  $R_H$  – ударный виток;  
 I – основной разрядник; II – кроубарирующий разрядник

В экспериментах использовалась и модифицированная плазменная ловушка магнитного потока – устройство для получения плазмы в системе  $\theta$ -пинч, в котором размер кольцевого объема сделан минимально возможным [141] – рис. 2.4. При включении импульсного источника питания на концах соленоида 4 (рис. 2.4) появляется разность потенциалов и начинает протекать ток контура. Вблизи внутренней стенки диэлектрической камеры 1 возникает индукционное азимутальное электрическое поле  $E_j$  и квазистатическое поле  $E_{cm}$  конденсатора, образованного дополнительными электродами 2 и 3, «провалившееся» через сеточный электрод 2 внутрь разрядной камеры 1. Размер ячейки сеточного электрода  $l$  удовлетворяет соотношению:  $D \gg l \gg d$ , где  $D$  – диаметр разрядной камеры,  $d$  – толщина стенки разрядной камеры. В соответствии с условием  $l \gg d$  суммарное поле  $E_j + E_{cm}$  максимально вблизи элементов сеточного электрода 2, причем области локальных возмущений поля, образованных элементами сеточного электрода 2, часто распределены по внутренней поверхности камеры 1 (т. к.  $D \gg l$ ). При величине суммарного поля, превышающей критическое для пробоя газа, в рабочем объеме при заданных начальных условиях в области неоднородностей поля инициируются локальные раз-

ряды и возникают плазменные образования, которые, «перемешиваясь» между собой, приводят к образованию однородного газового разряда. Получается плазма с высокой степенью ионизации и хорошей повторяемостью параметров от разряда к разряду при давлениях нейтрального газа от 300 мм. рт. ст. до  $5 \cdot 10^{-5}$  мм. рт. ст., что в 100 раз превышает диапазон рабочих давлений газа в «обычном»  $\theta$ -пинче с одновитковым соленоидом.

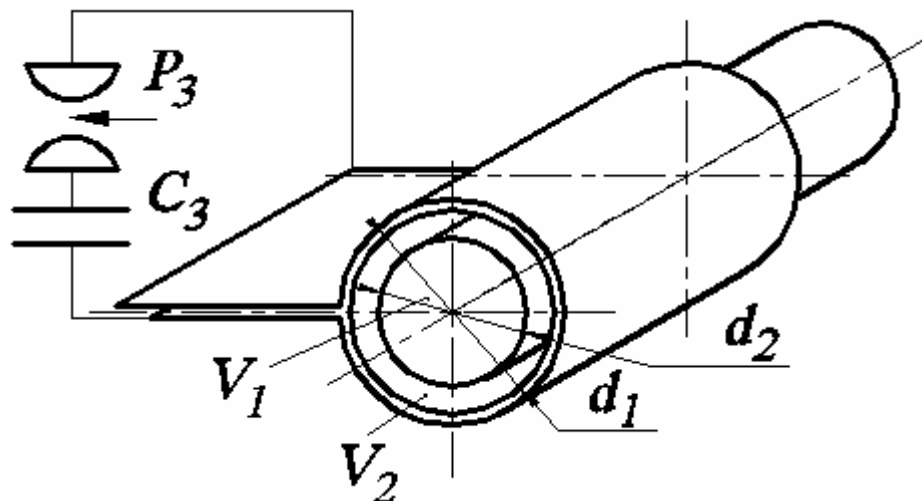


Рис. 2.3. Схема плазменной ловушки магнитного потока:  $V_1$  – кольцевой объем;  $V_2$  – рабочий объем;  $C$  – емкостной накопитель энергии

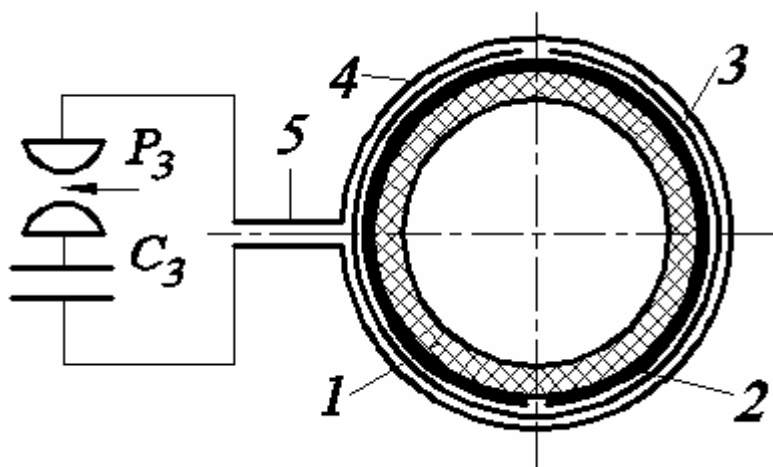


Рис. 2.4. Модифицированная плазменная ловушка магнитного потока

Зарядные источники электропитания обеспечивали установку и поддержание необходимых напряжений на заданном уровне.

Поджиг всех разрядников осуществлялся с помощью генераторов импульсов длительностью 50 нс при  $\Phi = 30$  кВ. Последовательность включения элементов установки:

- 1) момент времени  $t_1 = 0$  – квазистационарное магнитное поле;
- 2)  $t_2 = 250$  мкс – контур создания начальной плазмы;

3)  $t_3 = 280 \div 300$  мкс – ударное поле  $B_1$ .

Регистрирующая аппаратура (запоминающие двухлучевые осциллографы С8-14) включалась с небольшим опережением относительно моментов времени  $t_1 - t_3$ . Запуск элементов установки производился с помощью системы синхронизации на основе генераторов ГИ-1 с точностью  $0,01t$ . Запись сигналов осуществлялась в помехозащищенной (экранированной) комнате, соединенной с датчиками информации экранированными кабельными линиями передачи.

Вакуумная откачка производилась с атмосферы цеолитовыми, охлаждаемыми жидким азотом насосами, не вносящими в рабочий объем примеси в виде паров масла. Стационарный напуск рабочего газа осуществлялся автоматической пьезоэлектрической системой дозированного напуска газа СНА-1, обеспечивающей точность регулировки давления  $\pm 5\%$ . Основная часть измерений была проведена при импульсном напуске рабочего газа через электродинамический мембранный клапан, что уменьшило потоки ионизованного газа со стенок плазменной камеры во время разряда.

В описываемых экспериментах проводились измерения магнитных и электрических полей, начальной концентрации плазмы, распределений протонов по энергии. Диагностические устройства, с помощью которых получены перечисленные данные, являются традиционными для физики лабораторной плазмы. Их особенности в наших экспериментах определялись диапазоном изменения измеряемых величин, требованиями к пространственному и временному разрешению, помехозащищенности и конструктивной привязки диагностики к установке.

**Магнитные зонды.** Возмущения продольной (вдоль оси  $Oz$  установки «УН-Феникс») компоненты магнитного поля  $B_z$  измерялись с помощью магнитных зондов. Зонды представляли собой одно- или двухвитковые катушки с открытыми петлями радиусом  $r = 3-4$  мм, ориентированные поперек направления  $B_z$  и изолированные от плазмы. Сигналы с зондов амплитудой  $V = nA \frac{dB_z}{dt} \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$  В ( $n$  – число витков,  $A$  – площадь петли) передавались по коаксиальной линии в экранированную комнату, где, пройдя интегрирующую цепочку  $RC = 9 \cdot 10^{-6}$  с, поступали на входы осциллографов. Постоянная времени зондов [150]  $t = LR_0 \leq 10^{-10}$  с при индуктивности  $L = 6 - 10$  нГн и на-



грузочном сопротивлении  $R_0 = 75$  Ом. Зонды вводились в рабочий объем вдоль  $B_z$  через торцевые фланцы установки. Уплотнения допускали продольные перемещения датчиков. Искажения временного и амплитудного профиля магнитного поля, регистрируемого зондом, возникают в результате конечного времени диффузии магнитного поля через плазменную оболочку у поверхности и за счет явлений, связанных с динамикой обтекания зонда плазменным потоком [38].

Время диффузии  $t$  на размер  $r$  в случае, когда толщина токового слоя  $D$  определяется проводимостью  $S$  турбулентной плазмы  $D = \frac{c^2}{4psr^2}$ , при  $D = 1$  см,  $U = 2 \times 10^7$  см/с:  $t = \frac{4psr^2}{c^2} = \frac{r^2}{UD} \approx 2$  нс, что много меньше временной ширины токового слоя. При скорости изменения величины магнитного поля в токовых слоях  $\frac{dB_z}{dt} \approx 2,5 \cdot 10^{10}$  Гс/с погрешность измерения мгновенных амплитуд магнитного поля составляет величину не более 50 Гс, что составляет примерно 10% от полной амплитуды поля в токовом слое. Время запаздывания магнитного сигнала  $t_3 = \frac{r}{U} \leq 10$  нс.

Измерение плотности и плавающего потенциала в плазме, создаваемой на установке «УН-Феникс» проводилось также с помощью зондов различной конструкции. Зондовые измерения, с одной стороны, достаточно просты в использовании, с другой стороны, они позволяют с приемлемой точностью получать важную информацию о параметрах плазмы. Подробно методика зондовых измерений описана в разделе 2.2.

## 2.2. Установки для изучения ударных волн в плазме без магнитного поля

Эксперименты по исследованию возмущений в плазме без начального магнитного поля выполнены на двух установках: «Волна» [4] и СОМБ (Сверхзвуковое обтекание магнитного барьера) [124; 125]. Методы создания плазмы и возмущений в названных установках одинаковы; различие только в геометрических размерах, поэтому ниже будет приведено подробное описание только более поздней модели – установки СОМБ.

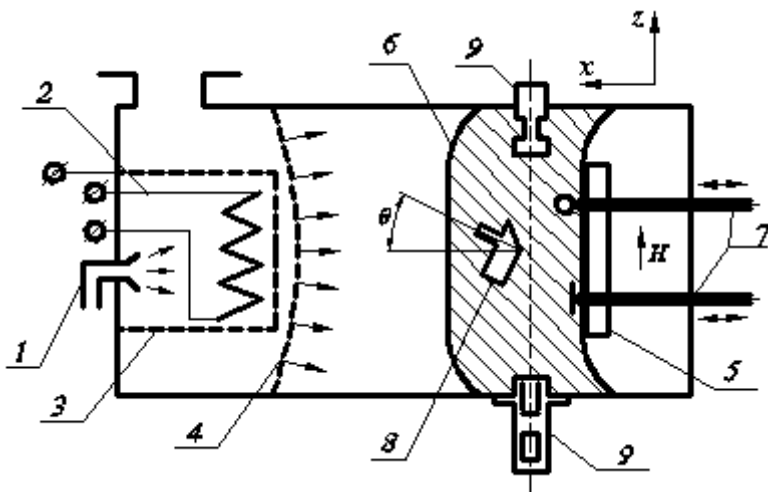


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки СОМБ:

1 – импульсный клапан напуска газа; 2 – накаливаемый катод; 3 – сетчатый анод; 4 – фронт нейтрального газа; 5 – соленоид; 6 – фронт ударной волны;

7 – ленгмюровские зонды; 8 – энергоанализатор; 9 – аппаратура для зондирования плазмы пробным пучком ионов цезия

Установка СОМБ (рис. 2.5) представляет собой вакуумный объем в форме цилиндра из нержавеющей стали длиной 2 м и диаметром 0,6 м. Остаточное давление в объеме  $P_{ост} \gg 10^{-6}$  Торр. На одном торце вакуумного цилиндра расположен источник плазмы и электромагнитный клапан 1 для импульсного напуска газа. В корпусе предусмотрены около 20 вакуумных вводов для установки диагностических зондов. Устройство вводов таково, что зонды можно передвигать без нарушения вакуума; 4 из вводов расположены на торце цилиндра, где расположен источник плазмы, 4 – на противоположном, остальные – вдоль образующей вакуумного объема. Торцевые зонды позволяют измерять параметры плазмы в разных точках вдоль оси цилиндра; радиальные зонды – распределение плазменных параметров по радиусу цилиндра на различных расстояниях от источника плазмы. Кроме того, внутри вакуумного объема установлена тележка, передвигающаяся по рельсам вдоль оси цилиндра; на ней может быть установлено до 20 зондов.

Источник плазмы состоит из накаливаемого катода 2, который окружен анодом – сеткой 3, имеющей конструкцию беличьего колеса. На анод и катод по отдельности подавались различные потенциалы относительно корпуса установки. Для получения плазмы с различными параметрами подаваемое напряжение имело форму прямоугольного импульса с изменяющейся от 10 до 400 В амплитудой, током нагрузки до 100 А, длительностью импульсов  $10^{-5} \div 10^{-2}$  с, шириной фронта импульсов  $0,5 \div 2$  мкс; спад вершины равен 10%. Анодный и катодный импульсы могут быть задержаны друг относительно друга на заданное время в любой последовательности.

Установка может работать в двух режимах. В первом – вакуумный объем через прецизионный натекаТЕЛЬ заполнялся нейтральным газом до давления  $10^{-4}$  Торр и путем ионизации нейтрального газа потоком ускоренных с катода термоэлектронов создавалась стационарная плазма с однородным распределением плотности по всему объему.

Во втором режиме плазма создавалась импульсно с частотой повторения 0,1 Гц. Отдельный цикл срабатывания системы создания плазмы («выстрел») выглядел следующим образом. В некоторый момент времени в область источника производился импульсный напуск газа до давления  $10^{-4}$  мм. рт. ст. Через 500 мкс, после того как газ заполнял примерно 20 ÷ 30% вакуумной камеры, на катод и анод подавались импульсы напряжения заданной величины и длительности. Расширяющееся облако нейтрального газа 4 ионизовалось потоком ускоренных с накаливаемого катода электронов.

Образовавшаяся плазма растекалась в вакуум ( $P_{ост} \approx 10^{-6}$  мм. рт. ст.) вдоль оси объема со скоростью  $V_0 \approx (5 \times 10^5, 10^6)$  см/с, много большей скорости фронта расширяющегося в вакуум облака нейтрального газа ( $\leq 10^4$  см/с). Примерно через 500 мкс устанавливалось квазистационарное течение плазмы со следующими параметрами: плотность  $n_0 \sim 10^6, 10^7$  см<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e \approx 3, 7$  эВ, температура ионов  $T_i \approx 0,1, 0,3$  эВ. Средняя длина свободного пробега электронов и ионов определялась столкновениями с нейтральными атомами и составляла величину  $l_{en} > 10^3$  см, что больше размеров вакуумной камеры и, следовательно, плазму можно считать бесстолкновительной относительно парных столкновений. Рабочие газы – аргон, ксенон.

**Зонды для измерения электростатического потенциала.** Величина и временной профиль электростатического потенциала в токовых слоях измерялись с помощью двойных электрических (потенциальных) зондов [97]. Зонды имели два электрода, разнесенные на расстояние  $l \geq 2D_M$ , так что один из электродов (опорный, цилиндрический) находился во время измерений в начальной плазме. Второй электрод имел вид плоскости, ориентированной перпендикулярно нормали к токовому слою. В непосредственной близости от второго электрода в его электрическую цепь встраивалось ограничивающее ток сопротивление  $R_3$ . Цепь этого электрода являлась центральным проводником коаксиального фидера, нагруженного на входное сопротивление  $R_{BX} = 75$  Ом осцилло-

графа. Первый электрод соединялся с внешним проводником коаксиальной линии (заземлялся). Дополнительные (от внешнего источника питания) потенциалы на электроды зонда не подавались. Площади  $A$  электродов 1 и 2 и  $R_3$  подбирались таким образом, чтобы в предварительной плазме электронный ток со второго электрода компенсировал ионный ток первого. С приходом токового слоя ток плоского электрода составлял следующую величину:

$$I = An_2e \left( U - \sqrt{\frac{T_e}{2pm}} \cdot \exp \frac{Dj}{T_e} \right), \quad (2.1)$$

где  $T_e$  – температура электронов,  $Dj$  – разность между потенциалом плазмы и потенциалом электрода, определяемая величиной плавающего потенциала

$$j_{пл} = -\frac{T_e}{2e} \ln \frac{T_e}{2pmU^2} \leq 0,3j_2, \text{ где } j_2 \text{ – скачок потенциала в токовом слое, и падением}$$

напряжения на сопротивлении  $R_{II}$  переходного слоя плазма-зонд

$$j_{II} = -\frac{IT_e}{An_2e^2U} \leq 10\% \text{ от } j_2. \text{ В таком случае ток в цепи двойного зонда будет, в}$$

основном, определяться потенциалом плазмы  $j$  в области токового слоя (в области плоского электрода) и

$$j = j_{изм} \cdot \left( \frac{R_3 + R_{BX} + R_{II}}{R_{BX}} \right), \quad (2.2)$$

где  $j_{изм}$  – измеряемое падение напряжения на сопротивлении  $R_{BX}$  осциллографа. При измерении величины потенциала сопротивление  $R_3$  выбирается не менее 10 кОм, чем достигается условие «плавания» плоского электрода.

Пространственное разрешение такого зонда в радиальном направлении ограничено только точностью выставления плоскости второго электрода, поэтому с его помощью можно проводить исследование внутренней (тонкой) структуры макроскопического скачка потенциала в токовых слоях. При этом для улучшения временного разрешения  $R_3$  устанавливается величиной несколько сотен Ом. Весь измерительный тракт, совместно с осциллографом С7-15, обеспечивал регистрацию сигналов с характерным временем  $\sim 1$  нс. Задача измерения величины потенциала при этом не ставится.

**Тройной ленгмюровский зонд.** Начальная концентрация плазмы  $n_0$  контролировалась с помощью тройного ленгмюровского зонда [134; 224]. Идея зонда состоит в том, чтобы создать изолированную (подвешенную) относи-

тельно земли систему с опорным электродом, потенциал которого равен плавающему потенциалу. Напряжения на других электродах выбираются такими, чтобы один из них работал в режиме ионного тока насыщения, а второй – на линейном участке вольт-амперной характеристики. Тогда измерение потенциала плавающего зонда (напряжения между плавающим электродом и электродом с фиксированным положительным потенциалом) с помощью устройства с высокоомным входом, ограничивающим ток, в случае максвелловской плазмы дает величину  $T_e$ . Концентрация электронов определяется током в цепи одного из потенциальных электродов и является табулированной функцией измеряемого напряжения. Измеренные концентрации соответствовали величине

$$n_0 = \frac{B_0^2}{V_A^2 4\pi M},$$

получаемой из магнитных измерений скорости стационарной

БУВ и КТС (на стадии формирования). Достоинством тройного зонда с автономным подвешенным источником электропитания в условиях описываемых экспериментов является возможность минимизации электромагнитных наводок.

В ряде экспериментов значения  $n_0$  получались из анализа данных радиоинтерферометрических измерений на длинах волн  $\lambda = 2; 4$  мм.

**Одиночные ленгмюровские зонды.** В экспериментах на установке СОМБ широко использовались ленгмюровские зонды, которые как средство диагностики плазмы привлекательны по двум причинам: во-первых, они позволяют измерять локальные характеристики плазмы, во-вторых, они просты в изготовлении и эксплуатации.

Для плоского зонда в плотной плазме, когда его размер существенно превышает дебаевский радиус, переходная область около него является практически плоской и токи на зонд выражаются достаточно простыми формулами [181; 182]. При смещении на зонде, положительном относительно потенциала плазмы, существенно превышающем температуру электронов плазмы, на зонд течет электронный ток насыщения:

$$I_{0e} = S j_{0e} \tag{2.3}$$

где  $S$  - площадь зонда,  $j_{0e} = en_e \sqrt{T_e / 2\pi m}$  - плотность хаотического тока электронов.

В переходной области, когда смещение на зонде меньше потенциала плазмы для электронного тока на зонд, справедлива формула

$$I_e = S j_{e0} \exp(-e j / T_e) \quad (2.4)$$

и на зонд течет ионный ток:

$$I_{i0} = S j_{i0}, \quad (2.5)$$

где плотность ионного тока насыщения выражается формулой  $j_{i0} = en_0 V_i$ , где  $V_i$  - скорость, с которой ион входит в слой. Как следует из теории зондов для неизотермической плазмы при  $T_e \approx T_i$ , с которой мы в основном будем иметь дело, на границе переходного слоя ионы имеют скорость, равную скорости ионного звука  $V_i \approx C_s$  для покоящейся плазмы, а если зонд находится в потоке, скорость которого  $V_0 > C_s$ , то равна скорости потока:  $V_i = V_0$ .

Как следует из теоретического анализа [277] при соблюдении условия  $I_D \gg r_p$  ( $r_p$  - радиус зонда) применима теория зонда, разработанная Ленгмюром в приближении орбитального движения. Эта теория справедлива при следующих предположениях: 1) зондом собираются частицы более горячей компоненты плазмы, имеющие максвелловское распределение на границе призондового слоя, 2) отсутствуют столкновения частиц в пределах слоя, 3) потенциал в слое падает монотонно и медленнее, чем  $1/r^2$ . При соблюдении этих условий электронный ток насыщения не зависит от формы распределения потенциала у зонда и выражается следующими формулами:

$$I_{se} = 4\pi r_p^2 j_{0e} (1 + e j / T_e) \quad (2.6)$$

для сферического зонда, а для цилиндрического зонда

$$I_{ce} = 2\pi r_p l_p j_{0e} (1 + e j / T_e)^{1/2}, \quad (2.7)$$

где  $l_p$  - длина цилиндрической зоны ( $l_p \gg r_p$ ) и считается, что концевые эффекты не имеют существенного значения. В переходной области справедлива формула (2.4).

Для ионного тока насыщения в сверхзвуковом потоке плазмы получим выражения

$$I_{si} = \pi r_p^2 j_{i0} (1 + e j / K_0) \quad (2.8)$$

для сферы и

$$I_{ci} = 2\pi r_p l_p j_{i0} (1 + e j / K_0)^{1/2} \quad (2.9)$$

для цилиндра, где  $K_0 = M V_0^2 / 2$ ,  $j_{i0} = en_0 V_0$ .

Из формул (2.4)–(2.9) нетрудно видеть, что производная тока от потенциала зонда пропорциональна плотности плазмы при заданных геометрических параметрах зонда и известных величинах  $V_0$ ,  $T_e$ ,  $K_0$ . Пользуясь этим фактом, из приведенных формул по углу наклона графика зависимости электронного или ионного тока насыщения от напряжения на зонде и определялась плотность плазмы.

Температура электронов определялась по известной экспериментальной зависимости  $I_e$  от  $j$  по формуле (2.4).

Скорость потока определялась из измерений ионного спектра плазмы энергоанализатором, а также по методу, основанному на измерении фазовой скорости малого возмущения плазмы.

Одна из особенностей работы зондов заключалась в том, что они эксплуатировались в движущемся потоке разреженной плазмы, причем дебаевский радиус как правило, превышал размер (радиус  $r_p$ ) зонда:  $\lambda_D \gg r_p$ . В основном, применялись зонды цилиндрической и сферической формы. Как правило, цилиндрические зонды применялись в случаях, когда по одному из размеров (обычно - это размер поперек оси вакуумного цилиндра и направления движения потока плазмы) плазма была однородна. Длина цилиндрического зонда была много больше радиуса зонда и с целью минимизации возмущающего действия зонда в направлении движения потока плазмы он ориентировался таким образом, чтобы ось цилиндрического зонда была перпендикулярна вектору потоковой скорости плазмы.

Для зонда в потоке возникает вопрос о размерах и структуре возмущенной зондом зоны. Как следует из расчетов [104; 132] для малого ( $\lambda_D/r_p = 14,2$ ) сферического зонда, при потенциалах зонда  $U_0 \ll (\lambda_D/r_p)^8$  размеры слоя не превышают существенно дебаевского радиуса  $x_l \gg 3, 5$ , а для ионного тока насыщения на зонд справедливы формулы Ленгмюра (2.6), (2.7).

Для выяснения размеров возмущенной области, образованной длинным цилиндрическим зондом, ось которого ориентирована перпендикулярно направлению движения потока плазмы, нами проводились специальные эксперименты, из которых следует, что размер возмущения в направлении, перпендикулярном потоку, не превосходит  $3 \div 5$  дебаевских радиусов.

Как известно из теории зондов, из-за большой подвижности электронов помещенное внутрь плазмы изолированное тело заряжается отрицательно отно-

сительно потенциала плазмы. Этот потенциал называют плавающим и его величина  $j_f$  определяется из условия равенства нулю полного тока на зонд, т.е. из условия  $j_e = j_i$ , где  $j_e, j_i$  – плотности электронного и ионного токов, соответственно. Например, для сферического зонда, с учетом формул (2.4), (2.6), плавающий потенциал определится из выражения:

$$\ln(j_{0e} / j_{0i}) = \ln(1 + e j_f / K_0) + e j_f / T_e.$$

Для фиксированной температуры электронов, если временное разрешение зонда позволяет, зависимость от времени сигнала плавающего зонда должна быть такой же, как и зависимость от времени плазменного потенциала. Так как измерения потенциала плазмы весьма важны, рассмотрим более подробно возможности измерения временной зависимости потенциала плазмы плавающим зондом.

Пусть  $U_P$  – эквивалентный генератор напряжения с э.д.с. равной разности потенциалов между плазмой и «землей»,  $C_S, R_S$  – соответственно, емкость и сопротивление слоя, который отделяет зонд от плазмы, и  $C, R$  – соответственно, емкость и сопротивление прибора, подсоединенного к зонду. При измерении переменного напряжения электрическая цепь характеризуется постоянной времени  $t \gg RR_S(C + C_S)/(R + R_S)$  и форма измеряемого напряжения не будет искажена, если  $RC = R_S C_S$ . Реально этому условию удовлетворить невозможно, так как неконтролируемо меняются при измерении параметров плазмы  $R_S$  и  $C_S$ . Обычно  $C \gg C_S$ , поэтому сигнал не искажается, если характерное время изменения потенциала  $t_h \gg t_S = R_S C$ . Таким образом, для того чтобы зонд повторял форму плазменного потенциала, необходимо входную емкость измеряющего прибора сделать как можно меньше, а входное сопротивление, наоборот, делать заведомо большим. Однако, если для того чтобы сделать минимальным  $t_S$ , величину емкости  $C$  можно уменьшить до минимума, то величина сопротивления  $R_S$  не зависит от желания экспериментатора и задается параметрами плазмы (сопротивление  $R_S$  можно определить из наклона зондовой характеристики в точке плавающего потенциала).

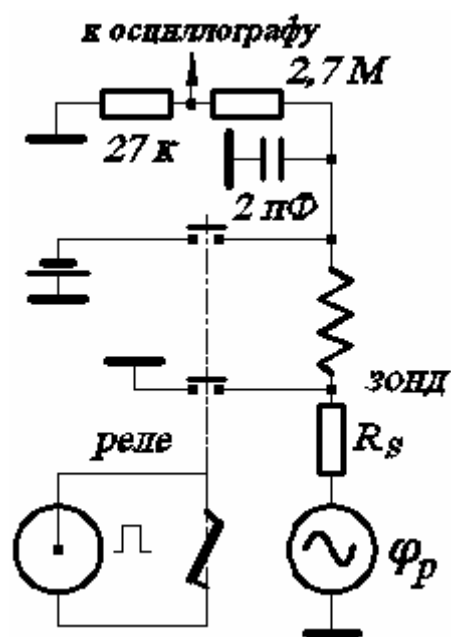
При некоторых параметрах плазмы (большая плотность, следовательно, малое сопротивление переходного слоя зонда  $R_S$ , или медленные изменения параметров плазмы) условие  $t_S \ll t_h$  выполняется для легко достижимых значений емкости измерительного прибора  $C \gg 10$  пФ ( $C \gg C_S$ ).



В случаях, когда характерное время процесса было меньше реально достижимой для применяемой конструкции плавающего зонда постоянной времени ( $t_h < t_s$ ), применялись конструктивно более сложные эмиссионные (накаленные) зонды. Этот зонд, по сравнению с холодным, имеет существенно меньшее (в  $10 \div 100$  раз) сопротивление  $R_s$ , что позволяет улучшить временное разрешение потенциального зонда.

**Эмиссионный зонд.** Эмиссионный зонд представляет собой небольшую спираль, которая при пропускании по ней тока нагревается до температуры, достаточной для начала заметной электронной эмиссии. Положительный относительно плазменного потенциала накаленный зонд собирает электроны как обычный холодный зонд, а отрицательно заряженный эмиссионный зонд – испускает электроны. Если ток эмиссии зонда превышает плазменный ток насыщения электронов, то сопротивление накаленного зонда при плавающем потенциале будет существенно меньше, чем холодного зонда.

Схема измерения импульсного потенциала эмиссионным зондом приведена на рис. 2.6, а конструкция зонда показана на рис. 2.7. Временное разрешение цепи зонда определяется величинами динамического сопротивления  $R_s$  и паразитной емкостью  $C$  зонда на землю. В условиях нашего эксперимента для эмиссионного зонда  $R_s \approx 100$  кОм, характерное время изменения потенциала  $t_h \gg 1$  мкс, поэтому  $C$  должно быть меньше 10 пФ. Для уменьшения паразитной



емкости источник питания накала зонда на время измерений (1000 мкс), за которое эмиссионные способности зонда по инерции практически не терялись, отключался с помощью реле Р, помещенного в непосредственной близости с зондом. Это позволило получить величину емкости  $C \sim 1$  пФ.

Рис. 2.6. Схема измерения эмиссионным зондом

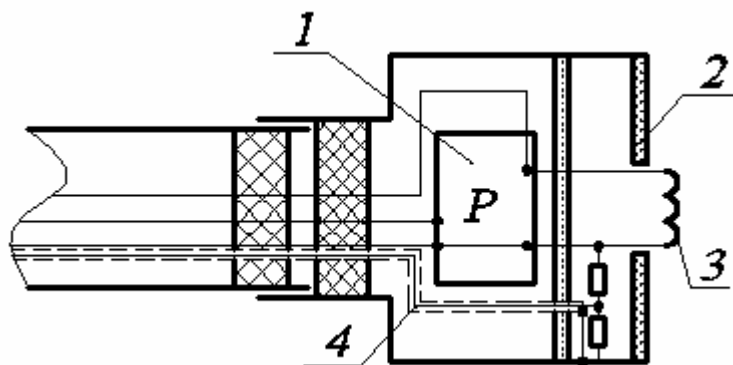


Рис. 2.7. Конструкция эмиссионного зонда:

- 1 – реле; 2 – окошко (слюда);
- 3 – спираль; 4 – сигнальный кабель

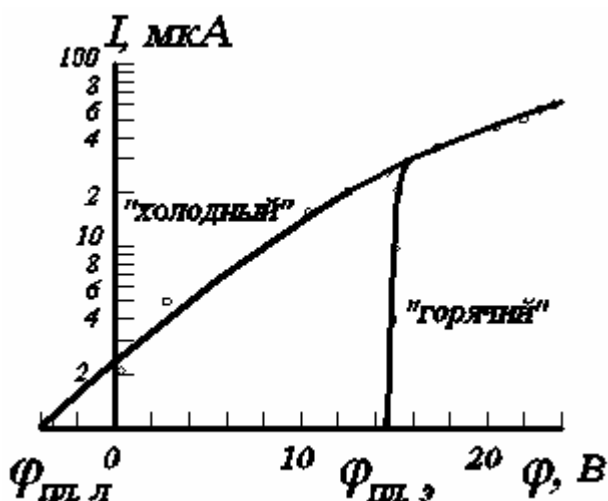


Рис. 2.8. Вольт-амперные характеристики эмиссионного зонда

Потенциал, при котором характеристики эмиссионного зонда с неограниченной эмиссией и холодного зондов начинают различаться, теоретически равен потенциалу плазмы.

На рис. 2.8 приведены экспериментальные зондовые характеристики холодного и горячего зондов, из которых следует, что плавающий потенциал горячего зонда  $j_{пл.э}$  близок к плазменному, а сопротивление горячего зонда гораздо меньше, чем холодного ( $R_S \ll 100$  кОм). Потенциал плазмы, определенный с помощью эмиссионного зонда, с хорошей точностью совпадает по величине с потенциалом, определенным с помощью зондов Ленгмюра  $j_{пл.л}$ .

**Измерение уровня турбулентности плазмы.** Важнейшей характеристикой сильно турбулентной плазмы является плотность энергии возбужденных в ней колебаний. Для определения этого параметра в разреженной плазме часто используются ленгмюровские зонды. Однако восстановление уровня мелко-масштабных флуктуаций, характерная длина волны которых мала по сравнению с размером зонда, по зондовому сигналу требует осторожности, так как реальная величина флуктуаций может быть занижена из-за усреднения колебаний по поверхности зонда.

Мы рассмотрим метод определения уровня ионно-звуковой турбулентности в потоке разреженной плазмы по сигналу ленгмюровского зонда с учетом

указанного эффекта. Пусть цилиндрический ленгмюровский зонд длиной  $l_p$  и радиусом  $r_p$  помещен в сверхзвуковой поток разреженной плазмы, в которой возбуждена ветвь ионно-звуковых и ионных ленгмюровских колебаний с характерным волновым вектором  $k_0$ . Будем предполагать, что:

1) Зонд является достаточно длинным:  $l_p k_0 \gg 1$  и тонким:  $r_s k_0 < 1$ , здесь  $r_s$  - радиус слоя возмущенной области вокруг зонда, в которой происходит основное падение потенциала зонда и, попав в которую, частица затем обязательно попадает на зонд [181], так что усреднение происходит только по длине зонда.

2) Скорость потока  $V_0$  велика по сравнению с фазовой скоростью колебаний  $V_f$ :  $V_0 \gg C_s \approx V_f$ .

3) Зонд находится под большим отрицательным потенциалом  $j_{p0} < 0$  (т.е. электронным током на зонд можно пренебречь), а амплитуда потенциала возбужденных колебаний  $j$  достаточно мала, так что  $\left| \frac{ej_{p0}}{K_0} \right| \gg 1 \gg \left| \frac{ej}{K_0} \right|$ . Здесь  $K_0 = MV_0^2/2$  - энергия потока; постоянный потенциал плазмы полагаем для простоты равным нулю.

В отсутствие колебаний стационарный ток на цилиндрический зонд, ориентированный перпендикулярно потоку, равен

$$I_0 = en_0 V_0 2\pi r_p l_p f(j_{p0}), \quad (2.10)$$

где  $n_0$  и  $V_0$  - невозмущенные зондом значения плотности и скорости,  $f(j_{p0})$  - множитель, учитывающий увеличение поверхности слоя с увеличением потенциала зонда. В частности, для сверхзвукового потока разреженной плазмы

$$(r_p \ll \lambda_D) \text{ радиус слоя } r_s = r_p f(j_{p0}) = r_p \sqrt{(1 + 2e|j_{p0}|/K_0)} \quad [181].$$

Наличие колебаний в плазме приводит к появлению колебаний зондового тока, обусловленных, вообще говоря, колебаниями всех величин, входящих в формулу (2.10), т.е. плотности, скорости и потенциала. Это происходит по трем причинам. Во-первых, появляются колебания тока на поверхность слоя из-за колебаний в невозмущенной зондом плазме. Во-вторых, сама поверхность слоя становится осциллирующей из-за наличия колебаний скорости и, следовательно, изменения условий попадания частиц на зонд, которые и определяют размер этой поверхности. В-третьих, существование колебаний потенциала уже в самом слое приводит к возмущению стационарной траектории иона, что может

исказать связь между током на поверхность слоя и током на зонд, определяемую видом функции  $f(j_{p0})$ .

Оценим относительный вклад этих эффектов. В формуле (2.10) заменим  $n_0$  на  $n_0 + n_i$ ;  $V_0$  на  $V_0 + V_i$ ;  $j_{p0}$  на  $j_{p0} - j$  ( $n_i, V_i, j$  – флуктуации плотности, скорости и потенциала в невозмущенной зондом плазме), величину относительных колебаний плотности и скорости найдем из уравнений движения и непрерывности для ионов в системе координат зонда:

$$\left( \frac{V_i}{V_0} \right)_k = \frac{e}{M} \frac{\dot{k} \mathbf{r} \mathbf{r}}{(w - kV_0)V_0} j_k, \quad (2.11)$$

$$\left( \frac{n_i}{n_0} \right)_k = \frac{\dot{k} \dot{V}_i \mathbf{r} \mathbf{r}}{w - kV_0} = \frac{e}{M} \frac{\dot{k}^2 \mathbf{r} \mathbf{r}}{(w - kV_0)^2} j_k, \quad (2.12)$$

где  $(w - \dot{k} \dot{V}_0)$   $\approx w_{pi}$  – частота колебаний в системе потока плазмы. Поскольку в

силу условия 2:  $\frac{\dot{k}^2 \mathbf{r} \mathbf{r}}{(w - kV_0)^2} \geq \frac{1}{C_s^2} \gg \frac{1}{C_s V_0} \approx \frac{k}{(w - kV_0)V_0}$ , то относительные ко-

лебания скорости малы по сравнению с колебаниями плотности, и их вкладом в колебания ионного тока в дальнейшем будем пренебрегать.

Далее,  $f(j)$  с учетом изложенного преобразуем следующим образом:

$$f(j_{p0} - j) = \left[ 1 - \frac{1}{K_0} (j_{p0} - j) \right]^{1/2} \approx f(j_{p0}) \left( 1 + \frac{j}{2j_{p0}} \right) - \text{в силу правого не-}$$

равенства в условии 3. Из условия 3 теперь следует, что вклад колебаний потенциала в колебания зондового тока представляет малость второго порядка по сравнению с вкладом, колебаний других величин, и им также будем пренебрегать:  $f(j_{p0} - j) \gg f(j_{p0})$ . Таким образом, основной вклад в относительные колебания тока дают колебания плотности, поэтому ток на отрезок зонда длиной  $dz$  можно записать в виде  $dI = I_0(1 + n_i/n_0)dz/l_p$ .

Для флуктуирующей добавки к стационарному току, переходя с учетом (2.12) к Фурье-представлению, получаем:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_i &= \int_0^{l_p} I_0 \frac{n_i}{n_0} \frac{dz}{l_p} = \frac{I_0}{(2p)^{3/2} l_p} \int_0^{l_p} \int_{\text{Dk}} \left( \frac{n_i}{n_0} \right)_k \exp(i\mathbf{k} \mathbf{r}) d^3 k dz = \\ &= \frac{1}{(2p)^{3/2} l_p} \frac{I}{M} \int_0^{l_p} \int_{\text{Dk}} \frac{\dot{k}^2 \mathbf{j}_k}{(w - kV_0)^2} \exp(i\mathbf{k} \mathbf{r}) d^3 k dz. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Разложение по частотам здесь можно не проводить, так как уже установлена связь между  $w$  и  $\mathbf{k}$  согласно дисперсионному уравнению:  $w = w(\mathbf{k})$ .

Дальнейшие выкладки аналогичны проделанным в работе [136]; кратко изложим их. Введем функцию

$$F(k_z, l_p) = \int_0^{l_p} \exp(ik_z z) dz = \frac{1 - \exp(ik_z l_p)}{ik_z}. \text{ Тогда из уравнения (2.13) находим:}$$

$$\frac{\tilde{I}_i(t)}{I_0} = \frac{1}{(2p)^{3/2}} \frac{e}{M l_p} \int \frac{\mathbf{k}^2 \mathbf{j}_{\mathbf{k}}}{(w - k V_0)^2} F(k_z, l_p) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}) d^3 k.$$

Среднее по времени значение флуктуирующей функции  $\tilde{I}_i(t)$  равно нулю, поэтому рассмотрим средний по времени квадрат флуктуаций тока

$$\begin{aligned} \frac{\langle \tilde{I}_i^2 \rangle}{I_0^2} &= \frac{1}{(2p)^3} \frac{e^2}{M^2 l_p^2} \times \\ &\times \int \int \frac{k'^2 k''^2 \exp\left[i\left(\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}''_{\perp}\right) \mathbf{r}_{\perp}\right]}{(w - k' V_0)^2 (w - k'' V_0)^2} F(k'_z, l_p) F(k''_z, l_p) \langle \mathbf{j}_{\mathbf{k}'} \mathbf{j}_{\mathbf{k}''} \rangle d^3 k' d^3 k''. \end{aligned}$$

Воспользовавшись тем, что для стохастических колебаний  $\langle \mathbf{j}_{\mathbf{k}'} \mathbf{j}_{\mathbf{k}''} \rangle = (2p)^3 d(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'') |\mathbf{j}_{\mathbf{k}'}|^2$ , при достаточно большой длине зонда (см. условие 1)  $|F(k_z, l_p)|^2 \approx 2p l_p d(k_z)$  и, введя обозначение  $|\mathbf{j}_{\mathbf{k}}|^2 \equiv \frac{8p}{k^2} W_{\mathbf{k}}$ , находим:

$$\frac{\langle \tilde{I}_i^2 \rangle}{I_0^2} = \frac{16p^2 e^2}{M^2 l_p} \int \frac{\mathbf{k}^2_{\perp} W_{\mathbf{k}}}{(\mathbf{r}_{\perp} \mathbf{k}_{\perp, 0})^4} d^2 k_{\perp}. \quad (2.14)$$

Колебания тока можно теперь связать с объемной плотностью энергии колебаний  $W = \int W_{\mathbf{k}} d^3 k$ , если сделать предположения относительно вида спектральной плотности  $W_{\mathbf{k}}$ . Предположим, например, спектр изотропным с характерной шириной  $Dk \gg k_0$ , т.е.  $W \gg p k_0^3 W_{\mathbf{k}}$ , тогда из формулы (2.14) находим

$$\frac{W}{n T_e} \approx \frac{1}{6} \frac{\langle \tilde{I}^2 \rangle}{I_0^2} \frac{(w - k V_0)^4}{w_{pi}^2 (C_S k_0)^2} l_p k_0. \quad (2.15)$$

Для ионных ленгмюровских колебаний  $(w - k V_0) \approx w_{pi}$ ,  $k_0 \geq l_D^{-1}$  и соотношение (2.15) принимает вид

$$\frac{W}{n T_e} \approx \frac{1}{6} \frac{\langle \tilde{I}^2 \rangle}{I_0^2} \frac{l_p}{l_D}. \quad (2.16)$$

Эта формула использовалась для оценки уровня колебаний в турбулентной плазме.

Кроме ленгмюровских зондов для измерения турбулентных электрических полей в плазме использовался метод пробного пучка, который является удобным инструментом для такого рода исследований. Так, согласно методике, предложенной в работе [136], уширение пучка быстрых ионов после прохождения им турбулентной плазмы позволяет оценить плотность энергии колебаний в плазме. Обладая при определенных условиях достоинствами бесконтактных методов диагностики, этот способ в то же время позволяет производить измерения в том диапазоне параметров плазмы, где использование других (скажем, оптических) методик затруднено, например, из-за очень низкой концентрации плазмы. В настоящем разделе описана аппаратура для определения этим методом плотности энергии колебаний в плазме установки СОМБ.

Особенностью описываемой аппаратуры является использование в качестве источника ионов термоионного источника, обладающего рядом достоинств по сравнению с обычно используемыми источниками газоразрядного типа. Это прежде всего малый вес, простота и компактность, малая потребляемая мощность. Кроме того, пучок на выходе такого источника не содержит многократно заряженных ионов, имеет малый тепловой разброс и не подвержен колебаниям, характерным для разряда в плазменных источниках, что существенно упрощает и улучшает фокусировку пучка. Последнее обстоятельство важно для использования термоионного источника в условиях низкой концентрации плазмы и, соответственно, низкой плотности энергии колебаний, поскольку требуемый размер пучка должен быть достаточно мал для возможности регистрации его слабого уширения. Однако малый выходной ток такого источника создает проблему регистрации формы пучка на выходе из плазмы. Поэтому для усиления ионного изображения был сконструирован специальный регистратор на основе микроканальной пластины (МКП). МКП позволяет преобразовать ионное изображение в электронное с усилением по току до  $10^3$  и пространственным разрешением на выходе до 20 штр/мм, причем эффективность регистрации ионов в интересующем нас диапазоне энергий  $3 \div 10$  кэВ достигает 50% [160]. Отметим, что использование ионного пучка малой энергии повышает чувствительность метода.

На рис. 2.9 изображено устройство ионной пушки и регистратора. Ионы цезия, испаренные с поверхности таблетки галоидной соли цезия, фокусируются и ускоряются до энергии  $(3 \div 10)$  кэВ системой электродов электронно-лучевой трубки 13ЛО36В. В качестве испарителя используется плоская никелевая сетка, на поверхности которой также происходит дополнительная ионизация испаренных нейтральных атомов цезия. Максимальное значение тока этой пушки достигает  $2 \cdot 10^{-9}$  А на расстоянии 50 см от выходной диафрагмы. Использование указанной системы фокусировки позволяет добиться очень малого изображения пучка на приемнике (радиус  $\approx 0,4$  мм) и отклонения его без искажения формы. Развертка пучка и сканирование исследуемой области плазмы производятся с помощью отклоняющих пластин, при этом средняя линия пластин находится обычно под потенциалом плазмы.

Ионный пучок, выйдя из пушки в область, занятую плазмой, и рассеявшись на флуктуациях потенциала, попадает затем на регистратор. Регистратор закрыт спереди двумя сетками, предотвращающими попадание высокого напряжения питания МКП в плазму и защищающими регистратор от фоновой засветки плазмой. Изображение ионного пучка, конвертированное в электронное и усиленное примерно в  $10^2$  раз с помощью МКП, попадает на люминесцентный экран. Экран представляет слюдяную пластинку толщиной около 20 мкм с нанесенным на нее люминофором К-75, покрытым сверху слоем алюминия толщиной несколько микрон, на который подается ускоряющее напряжение 8 кВ.

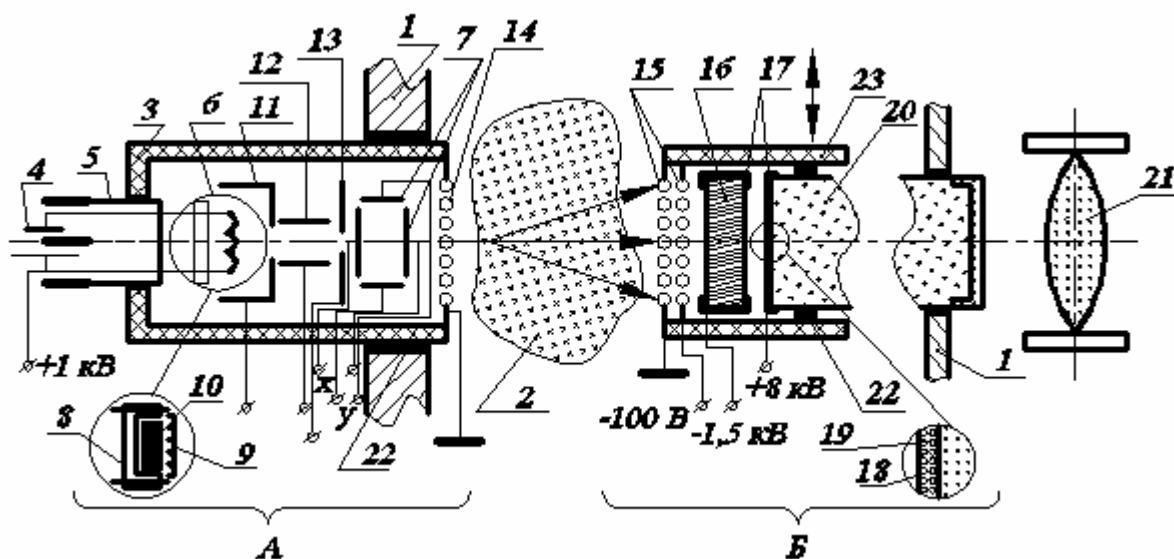


Рис. 2.9. Схема эксперимента по зондированию плазмы пучком ионов цезия:

А – ионная пушка; Б – регистратор. 1 – фланцы вакуумного объема;

2 – исследуемая область плазмы; 3 – корпус ионной пушки; 4 – накаливаемый источник электронов; 5 – термическая вакуумная развязка источника; 6 – источник ионов; 7 – отклоняющие пластины; 8 – керамический держатель; 9 – накаливаемая спираль; 10 – таблетка соли цезия; 11–13 – электроды фокусирующей системы; 14, 15 – экранирующие сетки; 16 – микроканальная пластина; 17 – контактные кольца; 18 – алюминиевое напыление; 19 – люминофор; 20 – световод; 21 – объектив; 22 – вакуумное уплотнение; 23 – корпус регистратора

Далее оптическое изображение с люминисцентного экрана по вакуумно-уплотненному гибкому световоду выводится из объема и регистрируется на фотопленке с помощью светосильного объектива. Регистратор можно перемещать внутри вакуумного объема и с минимальными световыми потерями производить зондирование протяженных плазменных объектов. Кроме того, такая система регистрации позволяет применить методы контактной фотосъемки, что почти на два порядка повышает ее эффективность. Рабочее поле регистратора имеет диаметр 8 мм, ограниченный диаметром световода.

Если заданы ток ионной пушки, напряжение питания МКП, характеристики экрана и оптической системы, то временное разрешение методики фактически определяется минимальной длительностью ионного пучка, при которой отношение сигнал/шум на фотограмме изображения пучка не менее 10. Для средних параметров системы: токе источника  $\sim 10^{-9}$  А, напряжении питания МКП 1,4 кВ и указанных выше характеристиках экрана, а также коэффициенте пропускания световода 70% и светосиле объектива 1:1,2 уверенно фотометрируется пучок длительностью  $\sim 1$  мкс.

Зондирующий пучок ионов с энергией 4 кэВ радиусом  $r_0 \gg 0,4$  мм и длительностью 300 мкс вводился в плазму перпендикулярно направлению движения потока. Пройдя в турбулентной плазме путь  $l$ , пучок с помощью регистратора фиксировался на фотопленку. Для оценки уровня турбулентности использовалось соотношение, приведенное в работе [136]:

$$\langle r^2 \rangle \approx 10 \frac{Z^2 e^2}{K_0^2} \left[ (L+l)^2 - l^2 \right] \frac{W}{k_0}, \quad (2.17)$$

где  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  - средний радиус пучка ионов с зарядом  $Z$  и энергией  $K_0 \gg MV_0^2/2$  на расстоянии  $L$  от границы плазменного столба размера  $l$ .



Предположения, в которых получена эта формула:

1) колебания должны быть мелкомасштабными  $k_0 \approx \lambda_D^{-1} \gg l^{-1}$ , где  $k_0$  – характерный волновой вектор колебаний;

2) колебания должны быть изотропными с плотностью энергии  $W \sim (4pk_0^3/3) \chi \zeta E_k \zeta^2 / (8p)$ ;

3) размытие пучка в остаточном магнитном поле достаточно мало:  $(d\chi/r) \chi (DE/E)^{1/2} \ll \langle r^2 \rangle^{1/2}$ ; (здесь  $d$  – размер области магнитного поля,  $a$  – средний ларморовский радиус ионов пучка в магнитном поле,  $DE$  – исходный энергетический разброс ионов пучка);

4) пучок ионов считается достаточно высокоэнергетичным, так что  
а) скорость ионов пучка  $V_b$  велика по сравнению с фазовой скоростью колебаний  $V_f$ ,

б) за время пролета ионами пучка исследуемой области ( $l/V_b$ ) параметры турбулентности не успевают измениться.

В заключение отметим, что использование пучка тяжелых ионов цезия позволяет применить описанную систему для диагностики плазмы и в сильном магнитном поле, а МКП-регистратор, малый диаметр и относительно низкая энергия пучка позволяют сохранить при этом высокую чувствительность метода.

### 2.3. Анализаторы энергетических спектров частиц

Вначале мы рассмотрим анализатор, в котором энергетические распределения протонов в плотной плазме установки «УН-Феникс» восстанавливались из энергетических распределений нейтральных частиц перезарядки [31-33]. Затем мы опишем анализаторы, применяемые в плазме малой плотности на установках «Волна» и «СОМБ».

*Измерение распределений протонов по энергии в МЗУВ.* Нейтральные частицы свободно проходят через электромагнитные поля и могут поэтому анализироваться вне плазменного объема. Превращение нагретых ионов в атомы происходит, главным образом, в результате процесса резонансной перезарядки протонов на атомах водорода, присутствующих в плазме из-за неполной ионизации рабочего газа:  $\dot{H}^+ + H^0 \rightarrow \dot{H}^0 + H^+$  (стрелка отмечает быструю частицу).

Потеря энергии при резонансной перезарядке составляет несколько эВ; направление скорости быстрой частицы практически не изменяется. Быстрые нейтральные частицы, несущие информацию об энергетическом спектре протонов, в дальнейшем можно преобразовать в протоны в «обдирочной» камере и проанализировать в электростатическом поле. Для сохранения соотношений между содержанием частиц в различных участках энергетического спектра необходимо знание для каждой анализируемой энергии сечений резонансной перезарядки  $S_{10}$  и обдирки  $a$ . Значения  $S_{10}$  берутся из данных экспериментальных работ по атомной физике [43; 177; 240; 280; 337]. Сечения обдирки в геометрии эксперимента измеряются при калибровке энергоанализатора.

Использовавшийся энергоанализатор нейтральных частиц перезарядки по своей функциональной схеме был аналогичен приборам, описанным в работах [61; 62]. Анализатор состоит из трех основных частей: газовой обдирочной камеры (поз. 3 на рис. 2.10), восьмиканального электростатического анализатора ионов типа «отражающее зеркало» (6) и системы регистрации (9).

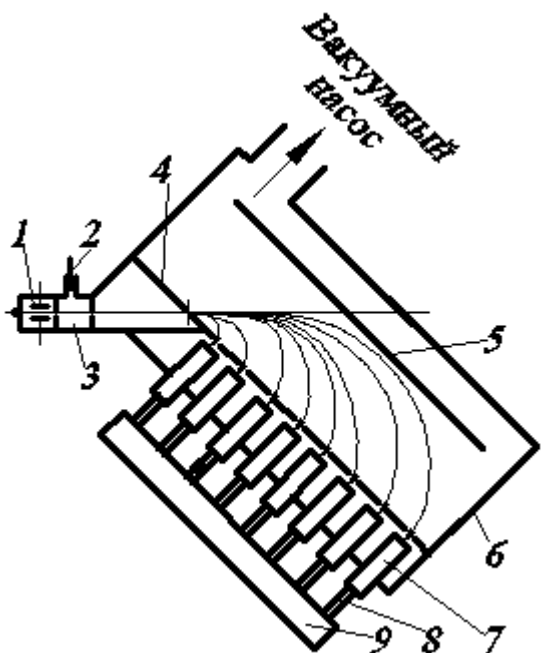


Рис. 2.10. Схема энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки:  
 1 – конденсатор очистки; 2 – система дозированного напуска обдирочного газа;  
 3 – камера обдирки; 4 – приемная (заземленная) пластина со щелями для прохода ионов; 5 – анализирующая (потенциальная) пластина;  
 6 – энергоанализатор ионов – корпус;  
 7 – вторично-эмиссионный преобразователь; 8 – гибкие волоконные световоды;  
 9 – блок фотоэлектронных умножителей

Электростатический конденсатор выполнен на основе плоского конденсатора с углом входа анализируемых частиц  $q = 45^\circ$  [30; 264]. Наряду с простотой, применение такого энергоанализатора для многоканальной системы оправдано наличием фокусировки первого порядка в плоскости дисперсии (вдоль оси  $Oz$ ) для любой энергии  $E$ . Дисперсия  $D$  анализатора для средней траектории

$D = E \frac{dz}{dE} = d = \frac{2Eg}{e\Phi}$  прямо пропорциональна энергии ( $g$  – расстояние между пластинами,  $\Phi$  – анализирующее напряжение), что позволяет иметь при фиксированных  $\Phi$  и  $g$  достаточно большой диапазон анализируемых энергий:  $E_8 : E_1 \approx 10$ .

После прохождения диспергированного по энергии пучка через приемную пластину со щелями 4 (рис. 2.10), находящуюся под нулевым потенциалом, ионы попадают на ион-электронный преобразователь (ИЭП) 7 ( $\Phi_{ИЭП} = -10$  кВ). Затем, уже электроны, ускоряются этим же напряжением на пластический сцинтиллятор с полупрозрачным заземленным алюминиевым покрытием. Сцинтилляторы вакуумно уплотнены на корпус анализатора и соединены через гибкие волоконные световоды 8 с помехозащищенным блоком фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) 9, конструктивно выполненным отдельно от анализатора ионов. Сигналы с выходов ФЭУ по помехозащищенной линии передаются в экранированную комнату на осциллографы (С8-14).

Обдирка поступающих из плазмы атомов с током  $I_A \approx S_{10} N_0 l I_i$  (здесь  $N_0$  – концентрация нейтралов в плазме,  $l$  – длина перезарядки,  $I_i$  – ионный ток в плазме) осуществлялась на азотной или воздушной газовой мишени в камере 3. Геометрия камеры и соединения с установкой были выполнены одинаковыми с подобным устройством, описанным в работе [210]. Поэтому оказалось возможным воспользоваться калибровочными кривыми для коэффициента преобразования нейтральных частиц в заряженные  $a(E)$ , приведенными в этой работе. Давление в камере обдирки в диапазоне  $(1 \div 5) \cdot 10^{-3}$  мм. рт. ст. поддерживалось с помощью пьезокерамического натекателя СНА-1.

Измерения проводились в диапазоне энергий  $90 \leq E \leq 5000$  эВ. Нижний предел энергии определяется резким спадом  $a(E)$  до величин  $\leq 10^{-4}$ .

Калибровка чувствительности каналов регистрации энергоанализатора проводилась пучком ионов  $\text{Cs}^+$ , получаемых в источнике с поверхностной ионизацией на никелевой сетке [105] с энергиями  $(0,1 \div 1)$  кэВ и током  $10^{-10} \div 10^{-12}$  А. При этом на первом этапе определялись коэффициенты прохождения  $K_{II}$  пучка ионов. За счет рассеяния в поперечном относительно плоскости дисперсии направлении ток, например, в восьмом канале анализатора оказывался в 5 раз меньше тока в первом канале. Затем измерялись коэффициенты усиления

$K_i = \frac{I_{\text{ВЫХ},i}}{I_{\text{ИЭП}}}$  ( $i = 1, \dots, 8$ ). В качестве регистраторов светового излучения были

применены фотоэлектронные умножители ФЭУ-140. Эти ФЭУ позволяют регистрировать слабые световые потоки мощностью  $\leq 10^{-10}$  Вт длительностью  $\leq 10$  нс в спектральном диапазоне 200 ÷ 650 нм [21]. Оптимизация формы сцинтилляторов (угол между начальной траекторией электрона и напыленной стенкой сцинтиллятора равен углу полного внутреннего отражения), толщины покрытия, сочленений сцинтиллятор-световод-ФЭУ и высокочувствительные ФЭУ обеспечили коэффициент усиления  $K_i \approx 10^6$ . Коэффициенты усиления не зависели от энергии анализируемых частиц и были стабильны во времени.

Временное разрешение энергоанализатора нейтральных частиц

$$DT_i = \frac{1}{2} \frac{x - \sqrt{2}l_i}{\sqrt{\frac{2E_i}{M}}} \frac{DE_i}{E_i}, \quad (2.18)$$

где пролетная длина в бесполовом пространстве стыковочных узлов и камеры обдирки  $x = 15, 30$  см, пролетные длины в анализаторе ионов  $l_i = 1, 10$  см при энергетическом разрешении  $\frac{DE_i}{E_i} = 33, 2\%$ , составляло  $4, 160$  нс в зависимости

от анализируемой энергии и ширины  $S$  входной и выходных щелей.

Выходной ток ФЭУ  $I(E) = \int_{E_i - \frac{DE_i}{2}}^{E_i + \frac{DE_i}{2}} dE \frac{dI}{dE}$  связан с числом ионов в плазме

соотношением 
$$\frac{dn_i}{dE} = \frac{I(E)K_{\Pi}}{BK(E)a(E)s_{10}(E)E^{3/2} \frac{DE}{E}} \quad (2.19)$$

(коэффициент, не зависящий от энергии,  $B = en_0 l_i S \sqrt{\frac{2}{M}}$ ) [1]. С другой стороны,

для сдвинутого на скорость движения токового слоя  $U$  (энергия  $E_n = \frac{MU^2}{2}$ )

распределение протонов по энергии можно записать как:

$$\frac{dn_i}{dE} \approx \sqrt{E} \exp\left[-\frac{(\sqrt{E} - \sqrt{E_n})^2}{T_i}\right], \quad (2.20)$$

поэтому, приравнивая выражения (2.19) и (2.20) для  $\frac{dn_i}{dE}$ , можно, в частности, определить температуру ионов  $T_i$ .

С целью выравнивания коэффициентов прохождения  $K_{II}$ , в ряде измерений потенциальная пластина выполнялась в виде двугранного угла  $u$  величиной  $60^\circ$  – применялся электростатический анализатор заряженных частиц типа «двугранный угол» с плоской приемной пластиной [179; 180]. Наряду с фокусировкой в плоскости дисперсии, он, при определенных  $\Phi$ ,  $g$  и угле входа в анализирующее поле, обеспечивает фокусировку и в поперечной плоскости. При условии, что коэффициент прохождения для первого канала  $K_{II} = 1$ , выигрыш в токе был получен для пяти каналов из семи (см. табл. 2.1). Максимум тока, наблюдавшийся в третьем канале, соответствует расчетному [180]. Отношение  $E_8 : E_1 \gg 5$  меньше по сравнению с плоским конденсатором из-за большей дисперсии. Целесообразность использования анализатора типа «двугранный угол» может определяться и необходимостью детального исследования участка спектра в зоне высоких энергий, например, области, содержащей пучок ионов. При равномерном расположении каналов разность энергий между каналами у анализатора типа «двугранный угол» есть величина непостоянная. Более мелкий шаг соответствует последним каналам (см. табл. 2.1).

Таблица 2.1

Сравнение коэффициентов прохождения для анализаторов типа «двугранный угол» и анализатора с плоской анализирующей пластиной (при  $\Phi = 700$  В)

Номер канала	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_i$ , эВ	287	545	767	941	1105	1239	1328	1380
$K_{II}$ (плоский конденсатор)	1	0,91	0,64	0,47	0,32	0,26	0,2	0,18
$K_{II}$ (двугранный угол)	1	1,6	1,74	0,97	0,52	0,35	0,21	0,17

**Особенности формирования энергетических спектров частиц в плазме малой плотности.** В области установки СОМБ, где образуется плазма, т.е. в облаке нейтрального газа, окружающем источник, происходит ионизация газа и формирование функций распределения электронов и ионов. Экспериментально измеренная функция распределения электронов близка к максвелловской, причем отличие не превышает погрешности измерений ( $\leq 20$  процентов). Встает вопрос о том, каким образом устанавливается равновесное распределение электронов в отсутствие кулоновских столкновений между частицами плазмы. Согласно одному из предположений, максвеллизация электронов, возможно, происходит в процессе пучково-плазменного разряда (ППР), который приводит к созданию плазмы с параметрами, наблюдаемыми в экспериментах. Действительно, наблюдаемые параметры плазмы нельзя объяснить просто ионизацией нейтралов пучком термоэлектронов с катода за счет чисто кулоновских столкновений.

Как следует из экспериментальных данных, изложенных далее, в области, занятой нейтральным облаком, рост плотности плазмы всегда сопровождается высокочастотными турбулентными колебаниями, наличие которых позволяет сделать вывод о том, что в наших условиях возникает ППР. В турбулентных стохастических полях ППР и может происходить максвеллизация плазменных электронов.

Для максвелловской функции распределения правомерно пользоваться понятием температуры в обычном статистическом смысле. Прямые измерения обнаруживают незначительное падение температуры (охлаждение) электронов при удалении от области образования плазмы, по-видимому, вследствие расширения электронного газа при истечении в вакуум.

Функция распределения ионов в области образования плазмы, как следует из измерений, близка к максвелловской с температурой  $T_{i0}$ , примерно равной электронной. При расширении плазмы в вакуум вниз по потоку потенциал плазмы уменьшается так, что при этом ионы ускоряются, приобретая среднюю направленную скорость [56]:

$$V_0 = \sqrt{2T_{i0}/pM} \exp(-y_p) / [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{y_p})], \quad (2.21)$$

где  $y_p = -ej/T_{i0}$  - безразмерная разность потенциалов между рассматриваемой точкой и областью ионизации. Эффект ускорения приводит к уменьшению эф-

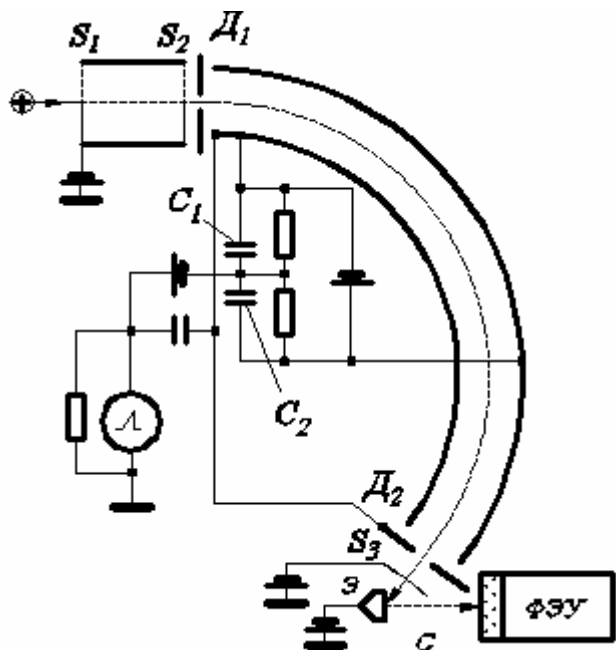
фактивной температуры в направлении потока (продольная температура  $T_{i\zeta}$ ).  
Учитывая (2.21), для  $T_{i\zeta} = M(\langle V^2 \rangle - V_0^2)$  получим [56]:

$$T_{i\zeta} = T_{i0} \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{y_p} \exp(-y_p)}{1 - \operatorname{erf}(\sqrt{y_p})} - \frac{2}{\sqrt{p}} \left[ \frac{\exp(-y_p)}{1 - \operatorname{erf}(\sqrt{y_p})^2} \right] \right\}.$$

Температура  $T_{i\zeta}$  меньше, чем  $T_{i0}$  и убывает с ростом  $y_p$ . При  $\psi_p \gg 1$  величина  $T_{i\zeta} = T_{i0}^2/4K_0$ , где  $K_0 = MV_0^2/2$ .

В процессе измерения ионного спектра по энергиям анализатор фиксирует функцию распределения по энергиям  $f_i(E)$  такой, какая она есть в области ионизации. При ускорении ионов за счет падения потенциала их функция распределения  $f_i(E)$  не меняет своей формы, поэтому, измеряя на графике  $f_i = f_i(E)$  полуширину спектра на полувисоте (энергетический разброс), можно определить  $T_{i0}$ . Так как из спектра можно определить и среднюю скорость потока в данной точке, то можно рассчитать и «продольную» температуру ионов  $T_{i\zeta}$  в этой же точке.

Вследствие того, что потенциал плазмы, образующейся в заполненной нейтральном газе области, падает с увеличением расстояния от места инжекции газа, рождение ионов за счет ионизации происходит в точках с разными потенциалами. Таким образом, в зависимости от разности потенциалов на границах области, в которой происходит образование ионов, ширина энергетического спектра частиц плазменного потока изменяется. Следовательно, изменяя размер



газового облака, можно варьировать в некотором диапазоне энергетический разброс ионов плазмы. В данных экспериментах энергетический разброс для разных случаев варьировался в диапазоне 2,5 ÷ 4,5 эВ, что соответствует температуре ионов в потоке  $T_i = 0,1, 0,3$  эВ при  $K_0 \gg 16$  эВ.

Рис. 2.11. Схема анализатора на основе цилиндрического конденсатора

**Дифференциальный электростатический анализатор.** Анализатор по энергии выполнен на основе цилиндрического конденсатора с использованием фокусировки частиц первого порядка при угле поворота частиц равном  $127^{\circ}17'$ .

По конструкции он подобен анализатору, описанному в работе [237]. Характерные особенности движения частиц в поле цилиндрического конденсатора состоят в следующем [198]. Для частиц, движущихся в конденсаторе по окружности радиуса  $r_0 = \sqrt{r_1 r_2}$ , выполняется условие  $E_0 = qj/2\ln(r_2/r_1)$ , где  $q$ ,  $E_0$  – заряд и энергия частиц,  $r_1$  и  $r_2$  – внутренний и наружный радиусы обкладок конденсатора,  $\Phi$  – разность потенциалов между обкладками. Когда частицы, движущиеся по окружности, отклоняются на угол  $127^{\circ}17'$ , другие частицы, имеющие в точке входа то же направление движения, но несколько отличную от  $E_0$  энергию  $E = E_0 \pm DE$  ( $DE \ll \ll E_0$ ), удалятся от круговой траектории на максимальное расстояние  $a_m = r_0(DE/E)$ , в то время как частицы, имеющие энергию  $E_0$ , но пересекающие круговую траекторию в точке входа под небольшим углом  $d$ , снова сфокусируются в точку. Точка фокуса отстоит от  $r_0$  на расстоянии  $s_m = 4r_0 d^2/3$  и характеризует отклонение от идеальной фокусировки.

Величина  $a_m/r_0 = 1 - E/E_0$  называется разрешающей силой анализатора. Если ширину входной и выходной щелей  $h$  выбрать равной  $h = 2a_m$ , то энергетическое разрешение для частиц с углом входа  $d = 0$  определится по формуле  $dE/E_0 = h/(2r_0)$  (так как  $E = E_0 + DE$ , то отклонение равно  $\pm a_m$ , следовательно, полное отклонение равно  $2a_m$ ).

Анализ по энергиям частиц при отклонении в поле цилиндрического конденсатора положен в основу описываемого ниже анализатора. Схема анализатора, предназначенного для определения энергетического спектра ионов плазмы, приведена на рис. 2.11. Первая сетка  $S_1$  отталкивает электроны и ускоряет ионы. Затем ионы проходят пролетную трубку длиной  $L = 70$  мм с сеткой  $S_2$  на выходе, ускоряются в промежутке сетка  $S_2$  – диафрагма  $D_1$ , расстояние между которыми  $d = 5$  мм, и попадают на вход анализатора. Ионы, вышедшие из конденсатора через выходную щель и ускоряющую сетку  $S_3$ , регистрируются детектором Дэли [2]. Он состоит (рис. 2.11) из ускоряющей ( $-1$  кВ) сетки  $S_3$ , высоковольтного ( $-15$  кВ) алюминиевого электрода Э, сцинтиллятора С, напыленного проводящим покрытием, и фотоумножителя ФЭУ-85.

В качестве элемента, регистрирующего заряженные частицы на выходе анализатора (после сетки  $S_2$ ), наравне с детектором Дэли использовались также



микроканальные пластины [11]. В этом случае можно существенно уменьшить размеры регистратора и при той же чувствительности можно анализировать по энергиям как ионы, так и электроны.

На рис. 2.11 показана также стандартная электрическая схема анализатора. Потенциалы обкладок цилиндрического конденсатора равны  $+\Phi/2$  и  $-\Phi/2$  относительно диафрагм  $D_1, D_2$ . Для импульсных измерений, кроме постоянного ускоряющего напряжения, подаваемого на диафрагмы, через большие емкости ( $C_1 = C_2 = 1$  мкФ) на пластины прикладывалось пилообразное напряжение, что позволяет, как будет показано ниже, за короткое время (время «пилы») получать функцию распределения ионов по энергиям в интересующем диапазоне энергий, определяемым амплитудой пилообразного напряжения. Длительность «пилы» ( $5 \div 10$ ) мкс, амплитуда ( $20 \div 150$ ) В.

Остальные геометрические размеры основных узлов анализатора: радиусы обкладок цилиндрического конденсатора  $r_1 = 63,5$  мм,  $r_2 = 77,5$  мм, ( $r_0 = \sqrt{r_1 r_2} = 70$  мм), ширина щелей диафрагм  $h = 0,35$  мм, размер  $s$  ячеек сеток  $S_1, S_2$  равен  $0,1$  мм, прозрачность 80%.

Покажем, каким образом можно получить сведения о функции распределения частиц плазмы  $f(E)$ , имея информацию о выходном токе анализатора. Эта задача решена для заданной максвелловской функции распределения частиц в работе [2]. В отличие от этой работы проведем вычисления в общем виде, считая функцию распределения неизвестной, и учтем влияние на вид функции  $f(E)$  электрических полей, существующих в плазме на пути движения ионов к анализатору.

Для простоты ограничимся одномерным случаем, когда все величины, в том числе и потенциал плазмы, зависят от координаты  $x$ . Пусть частицы плазмы имеют только  $x$ -составляющую скорости, а ось пролетной трубки направлена по оси  $Ox$ . Рассмотрим стационарную, покоящуюся как целое плазму в отсутствие магнитного поля. Если  $f_0(E_0)$  – функция распределения частиц в области плазмы, отстоящей на расстоянии менее длины свободного пробега от анализатора, то в стационарном состоянии в любой другой точке по пути к анализатору функция распределения частиц будет иметь вид  $f(x, E) = f_0[E + e j(x)]$ , где  $E, j(x)$  – энергия частиц и потенциал плазмы в рассматриваемой точке (при  $x = 0, E = E_0, j_0 = 0$ ). Здесь предполагается, что все частицы из точки  $x = 0$  достигают

анализатора, т.е. на пути частиц нет потенциальных барьеров и отсутствуют столкновения.

Зная функцию распределения частиц, можно найти ток на выходе анализатора. Он будет пропорционален величине  $I \sim \int_{E^*-DE}^{E^*+DE} f(E + ej_d) dE$ , где  $E$  – энергия частиц после прохождения диафрагмы  $D_1$ ,  $j_d$  – потенциал диафрагмы относительно потенциала точки  $x = 0$ ,  $E^*$  – энергия, на которую настроен анализатор,  $DE = E^*(h/2r_0)$  – разрешение анализатора. Считая, что в интервале энергий  $2DE$  функция распределения по энергиям меняется незначительно, – а это одно из основных, обязательно выполненных условий корректности измерений, – положим  $f(E + ej_d) = f(E^* + ej_d)$ , тогда  $I \sim f(E^* + ej_d)DE \sim \sim f(E^* + ej_d)E^*$ . Отсюда получаем связь между функцией распределения и выходным током:

- 1)  $f(E^* + ej_d) \sim I/E^*$  в случае  $j_d = const$ ,  $E^*$  – переменная величина;
- 2)  $f(E^* + ej_d) \sim I$  в случае  $E^* = const$ , меняется  $j_d$ .

Из полученных формул видно, что второй случай (когда  $E^* = const$ ) более удобен, так как соотношение  $I = I(j_d)$  дает сразу зависимость функции распределения от энергии в интересующем диапазоне без дополнительной обработки.

Если функция распределения частиц по скорости трехмерна, то

$$I \sim \int_{-V_{y1}}^{V_{y1}} \int_{-V_{z1}}^{V_{z1}} \int_{E-DE}^{E+DE} f(V_y) f(V_z) f(E_x) dE_x dV_y dV_z. \text{ В этом случае, как правило, поперечная}$$

скорость частиц, достигающих регистратор, мала:  $V_{y1} \sim V_{z1} \ll V_x$  или  $V_{y1} = aV_x$ ,  $V_{z1} = bV_x$ , где  $a \ll 1$ ,  $b \ll 1$ . По этой причине можно считать, что в малых интервалах  $V_{y1} = aV_x$ ,  $V_{z1} = bV_x$ , функции  $f(V_y)$  и  $f(V_z)$  постоянны, тогда для тока получим выражение  $I \sim f(E^* + ej_d)E^{*2}$ . Таким образом, и в этом случае при фиксированной настройке  $E^* = const$ , изменении  $j_d$ , выходной ток  $I \sim I(j_d)$  повторяет зависимость  $f(E_x)$ .

На рис. 2.12 качественно иллюстрируется суть описанного выше метода определения  $f(E)$ . Изменение потенциала диафрагмы эквивалентно смещению графика  $f(E)$  по оси энергий. При фиксированной энергии  $E^*$  выходной ток пропорционален заштрихованной площадке, вырезаемой анализатором из спектра в диапазоне энергий от  $E - DE$  до  $E + DE$ . Видно, что меняя  $j_d$ , можно

«пробежать» весь спектр, причем точность измерений тем лучше, чем меньше  $\Delta E/E^*$ .

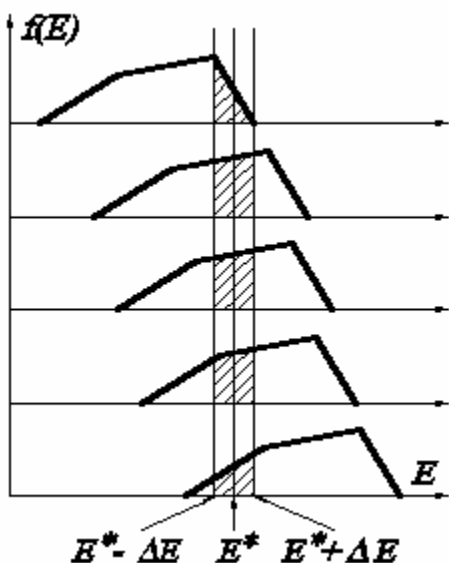


Рис. 2.12. Качественная иллюстрация метода определения функции распределения ионов

*Электростатический энергоанализатор для измерения ионной функции распределения по продольным и поперечным скоростям.* Для измерения ионных функций распределения по продольным и поперечным скоростям применялся специально разработанный для этих целей ма-

логабаритный анализатор с высокой чувствительностью. Конструкция и электрическая схема анализатора приведены на рис. 2.13.

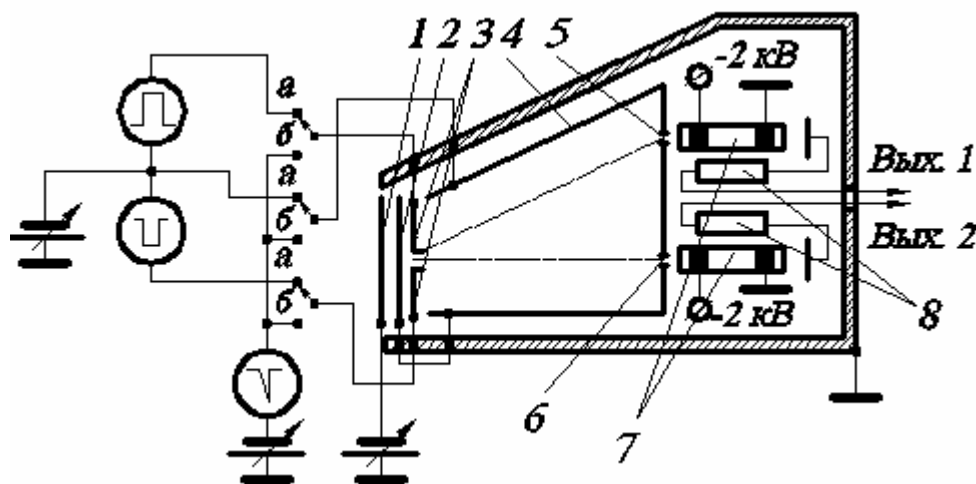


Рис. 2.13. Конструкция и электрическая схема анализатора

Сначала рассмотрим принцип работы анализатора. Регистрация ионных токов, связанных с  $f(V_{\parallel})$  и  $f(V_{\perp})$ , производится по двум различным каналам – выход 1 и выход 2 (рис. 2.13). Измерение  $f(V_{\parallel})$  осуществляется по времени пролета ионами дрейфового промежутка 4 на рис. 2.14а. Определение  $f(V_{\perp})$  основано на том, что ионы, влетевшие через щель 3 (рис. 2.14а) со скоростью  $V_{\parallel}$  вдоль оси  $Oz$  и скоростью в перпендикулярном направлении (по оси  $Ox$ )  $V_{\perp}$ , пролетев расстояние  $L$  в эквипотенциальном дрейфовом промежутке 4, удалятся на расстояние  $L$  от оси  $Oz$  и попадут в щель 5. Если, изменяя потенциал  $\Phi$

дрейфового промежутка относительно источника ионов, менять  $V_{\text{дд}}$  от 0 до  $\infty$ , то через щель 5 пройдут последовательно частицы из всего интервала поперечных скоростей  $0 < V_{\perp} < \infty$ , т.е. просканируется весь скоростной спектр.

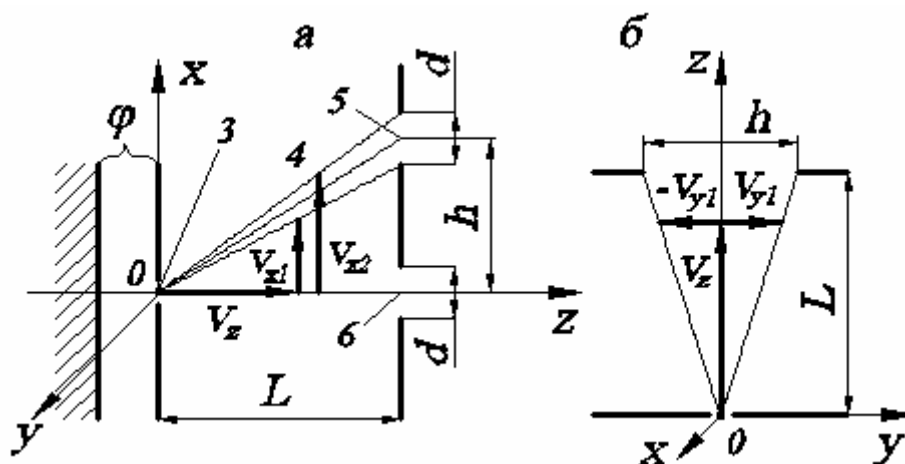


Рис. 2.14. Схема, поясняющая принцип работы анализатора

Найдем связь величин  $f(V_{\text{дд}})$  и  $f(V_{\perp})$  с токами через выходные щели 5, 6 (рис. 2.14а)  $I_{\text{out1}}$  и  $I_{\text{out2}}$ , соответственно.

*а) Измерение функции распределения по продольным скоростям*

Пусть в течение времени в дрейфовый промежуток длиной  $L$  с помощью электростатического затвора впускается пучок ионов с направленной скоростью  $\langle V_{\text{дд}} \rangle = V_0$ . Тогда полагая, что  $2a = d/L$  и  $2b = h/L$  – углы, под которыми видна выходная щель из плоскости входной щели (рис. 2.14 а, б), малы и постоянны по сечению входной щели и время впуска  $t \ll L/V_0$ , где  $L/V_0$  – среднее время пролета ионами пучка дрейфового промежутка, можно найти значение выходного тока через время  $t$  после «запирания» затвора:

$$I_{\text{out1}}(t) \sim \int_{L/(t+t)}^{L/t} dV_z \int_{-bV_z}^{bV_z} dV_y \int_{-aV_z}^{aV_z} V_z f(V_x, V_y, V_z) dV_z.$$

Здесь и ниже подразумевается, что  $V_z \equiv V_{\text{дд}}$ . Считая, что  $f(V_x, V_y, V_z)$  слабо меняется в пределах интегрирования, и вынося ее за знак интеграла, получаем

$$f(V_z) \approx f(V_z = L/t, 0, 0) = A \mathcal{N}_{\text{out1}}(t),$$

где  $A$  – размерный коэффициент, не зависящий от  $t$ . Разрешение пролетного анализатора по скоростям, как легко показать, дается соотношением

$$\frac{DV_z}{V_z} \approx \frac{V_z t}{L}.$$

б) Измерение поперечной функции распределения

Рассмотрим сначала случай, когда направление скорости пучка совпадает с осью анализатора и дисперсия продольных скоростей  $V_{\hat{e}\hat{e}} = 0$ , т.е. функция распределения перед входом в анализатор имеет вид

$$f(V_x, V_y, V_z) = f(V_x, V_y, V_z) \delta(V_z - V_0). \quad (2.22)$$

Ток через выходную щель 5 описывается выражением

$$I_{out2}(\Phi) = eS \int_0^{\infty} V_z d \left( \sqrt{V_z^2 + 2e\Phi/M} - V_0 \right) dV_z \int_{-V_{y1}}^{V_{y1}} dV_y \int_{V_{x1}}^{V_{x2}} f_{\perp}(V_x, V_y) dV_x, \quad (2.23)$$

где  $V_{x1} = V_z(2H - d)/2L$ ,  $V_{x2} = V_z(2H + d)/2L$ ,  $V_{y1} = V_z h/2L$ ;  $d$ ,  $h$  и  $H$  – соответственно ширина, высота и расстояние выходной щели от оси  $Oz$ ;  $S$  – площадь входной щели (рис. 2.14 а,б). Полагая, что  $f_{\perp}(V_x, V_y)$  слабо меняется на промежутках интегрирования и  $h/L \ll 1$ ,  $d/L \ll 1$ , получим

$$I_{out2}(\Phi) = B \mathcal{K} f_{\perp}(H \sqrt{2K/M}/L, 0), \quad (2.24)$$

где  $K = K_0 + e\Phi$  – кинетическая энергия ионов в дрейфовом промежутке,  $K_0 = MV_0^2/2$ ,  $B = (2e/M) \mathcal{K}(Hd/L^2) \mathcal{K} n V_0$ ,  $n$  – плотность частиц пучка.

Пусть теперь вектор скорости пучка  $V_0$  образует малые углы  $q$  и  $h$  с плоскостями  $yOz$  и  $xOz$ . Тогда с точностью до членов  $q^2 \ll 1$ ,  $h^2 \ll 1$  величина угла  $h$  не сказывается на функции распределения, а угол  $q$  приводит к появлению у всех частиц одинаковой направленной поперечной скорости  $V_{0\perp} = V_0 \sin q$ ; например, максвелловская функция распределения по поперечным скоростям имеет вид

$$f_{\perp}(V_z, V_y = 0) \sim \exp \left\{ -M[(V_z - V_0) \sin q]^2 / 2T_{\perp} \right\}. \quad (2.25)$$

Кривые зависимости  $I_{out2}(\Phi)$ , вычисленные по формуле (2.24), для функции распределения вида (2.25) с углом  $q$  как параметром приведены на рис. 2.15 для различных значений поперечной температуры  $b = T_{\perp} K_0$ . Из рис. 2.15 видно, что неточность выставления оси анализатора вдоль вектора скорости потока может привести к искажению выходного сигнала. Тем не менее, при малых углах отклонения можно по виду  $I_{out2}(\Phi)$ , пользуясь соотношением (2.24), восстановить исходную функцию распределения (2.25).

Учтем теперь малую, но конечную дисперсию по продольным скоростям. Для простоты возьмем функцию распределения ионов по продольным скоростям максвелловской, т.е.

$$f(V_x, V_y, V_z) = f(V_x, V_y) \exp \left[ - (V_z - V_0)^2 / V_{T\parallel}^2 \right]. \quad (2.26)$$

Найдем  $I_{out2}(\Phi)$ , ограничившись случаем  $\Phi = 0$ . Для этого подставим в формулу (2.23) функцию распределения (2.26) вместо (2.22). Пользуясь малостью продольной дисперсии скоростей  $V_{T\zeta} \ll V_0$ , разложим в ряд Тейлора подынтегральное выражение вблизи  $V_z = V_0$  и, используя оценку

$\partial f_{\perp}(HV_z/L, 0)/\partial V_z \sim H/LV_z \cdot f_{\perp}(HV_z/L, 0)$ , получим:

$$I_{out2}(\Phi = 0) \approx B \cdot K_0 \cdot f_{\perp}(HV_0/L, 0) \cdot \left( 1 + \frac{3V_{T\parallel}^2}{V_0^2} + \frac{3V_{T\parallel}^2}{V_0 V_{Tx}} \frac{H}{2L} + \frac{V_{T\parallel}^2}{V_{Tx}^2} \frac{H^2}{4L^2} \right). \quad (2.27)$$

Первый член в скобках совпадает с выражением (2.24) для  $I_{out2}$  при  $\Phi = 0$ , а остальные учитывают эффекты, связанные с конечностью  $V_{Tz}$ . Из формулы (2.27) видно, что для корректного определения  $f_{\perp}$  с помощью соотношения (2.24) необходимо выполнение условий  $V_{T\zeta}^2 \ll V_0^2$ ,  $V_{T\zeta}^2 \ll V_{Tx}^2 (H^2/L^2)$ . Аппаратурное разрешение анализатора при измерении  $f_{\perp}(V_x)$  есть, очевидно,

$$DV_z/V_x \gg d/H. \quad (2.28)$$

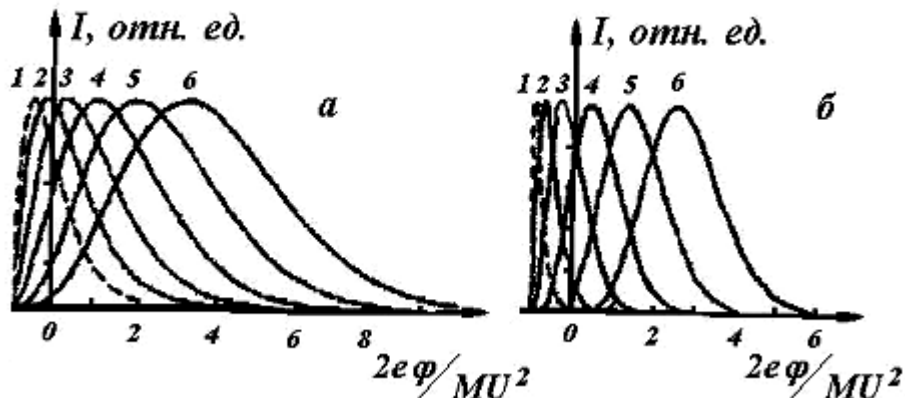


Рис. 2.15. Расчетная зависимость тока с выхода 2 от напряжения на дрейфовом промежутке при значениях  $b : a - 10^{-2}$ ,  $b - 2,5 \cdot 10^{-3}$ ;

$$q : 1 - 0^\circ, 2 - 3^\circ, 3 - 6^\circ, 4 - 9^\circ, 5 - 12^\circ, 6 - 15^\circ$$

На основе изложенных расчетов был сконструирован и изготовлен малогабаритный ( $100 \times 60 \times 18$  мм) анализатор, который позволял измерить  $f(V_{\hat{e}\hat{e}})$  и  $f(V_{\wedge})$  в потоке плазмы с плотностью  $10^5 \div 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Входная сетка 1 находилась под плазменным потенциалом и предотвращала провисание электрического поля дрейфового промежутка в плазму. Электростатический затвор 3 имел вид плоского конденсатора с размером пластин  $2,5 \times 15$  мм и зазором между ними 0,5 мм. Затвор закрыт сеткой 2. «Одномерные» сетки 1, 2 состояли из проволо-

чек, натянутых с шагом 0,5 мм с таким расчетом, чтобы неоднородности поля вблизи проволочек не возмущали движение частиц в плоскости  $xOz$ .

В зависимости от схемы питания имеются два режима работы анализатора.

1. Режим пролетного анализатора, когда измеряется  $f(V_z)$  (положение тумблеров «а» на рис. 2.13). В этом случае сетка 2, средняя линия затвора и дрейфовый промежуток 4 имеют ускоряющий потенциал  $\Phi = -40$  В относительно плазмы, улучшающий фокусировку ионного потока. В запертом состоянии к пластинам затвора приложены напряжения  $\Phi_3 = \pm 10$  В относительно средней линии. Впуск ионов в дрейфовый промежуток в течение времени  $t = 0,3$  мкс производится при отпирании затвора прямоугольными импульсами противоположной полярности с амплитудой  $\Phi_A = \pm 10$  В, формирование которых производится с помощью стандартной схемы.

Диапазон измеряемых продольных скоростей составляет  $(5 \cdot 10^4, 10^6)$  см/с. При заданной длине пролетного промежутка  $L = 5$  см и длительности отпирающего импульса 0,3 мкс максимальная скорость  $V_{zm}$  определяется величиной требуемого разрешения  $DV_z/V_{zm} \gg V_z t/L \gg 5\%$ , а минимальная – оценивается из возможных искажений на неоднородностях поля входной сетки. Временное разрешение исследуемых процессов порядка сравнимо с временем работы затвора  $\tau = 0,3$  мкс.

2. В режиме измерения функции распределения  $f(V_\perp)$  (положение тумблера «б» на рис. 2.13) пластины затвора 3 образуют эквипотенциаль с сеткой 2 и дрейфовым промежутком 4, на который подается пилообразное напряжение амплитудой  $\Phi_m$ . Ионы в этом случае ускоряются в однородном поле между сетками 1, 2 (расстояние между сетками  $d_{12} = 2$  мм) и попадают через затвор, играющий в этом случае роль входной диафрагмы, в дрейфовый промежуток с размерами  $L = 50$  мм,  $H = 7$  мм,  $h = 15$  мм,  $d = 0,5$  мм.

Аппаратурное разрешение прибора  $DV_\perp/V_\perp \approx 3\%$  (определяется по формуле (2.28)). Диапазон измеряемых поперечных скоростей ограничен сверху величиной  $V_{\perp m} \approx (H/L) \sqrt{V_0^2 + 2e|\Phi|/M} \approx 5 \cdot 10^5$  см/с для амплитуды «пилы»  $\Phi_m = -200$  В и скорости потока ионов  $V_0 \gg 10^6$  см/с. Скорость изменения пилообразного напряжения не должна быть слишком большой, чтобы за время пролета ионами промежутка между сетками 1, 2  $Dt \approx d_{12} \sqrt{M/2e|\Phi|}$

поле в этом промежутке изменилось слабо  $D\Phi \ll \Phi$ , т.е.  $D\Phi/Dt \ll \sqrt{2e|\Phi|/M} \cdot |\Phi|/d_{12}$ .

Из последнего неравенства следует, что для данного анализатора минимальное время сканирования спектра составляет 20 мкс.

Выходные ионные токи через щель 6 (режим *a*) и щель 5 (режим *b*) усиливаются каналными электронными умножителями (КЭУ) 7 и затем через эмиттерные повторители 8 с входным сопротивлением 50 кОм поступают на вход осциллографа. Наименьший ионный ток, регистрируемый КЭУ из выходной щели, для указанного выше временного разрешения составляет  $10^{-12}$  А, что соответствует при данной геометрии анализатора плотности входного потока ионов  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Суммируем в заключение основные параметры и характеристики использованного анализатора.

1. Регистрируемые токи (чувствительность)  $I \sim 10^{-12}$  А.
2. Предельная чувствительность анализатора по плотности входного потока ионов  $\sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.
3. Спектры  $f(V_{\hat{e}\hat{e}})$  и  $f(V_{\wedge})$  измеряются за 1 импульс.
4. При измерении  $f(V_{\hat{e}\hat{e}})$ :
  - диапазон измеряемых продольных скоростей составляет  $5 \cdot 10^4 \div 10^6$  см/с;
  - разрешение  $DV_z/V_z \approx 5\%$ ;
  - временное разрешение исследуемых процессов  $\approx 0,3$  мкс.
5. При измерении  $f(V_{\wedge})$ :
  - диапазон измеряемых поперечных скоростей от  $5 \cdot 10^5$  см/с до  $10^6$  см/с;
  - разрешение  $DV_{\wedge}/V_{\wedge} \approx 3\%$ ;
  - минимальное время сканирования спектра 20 мкс.



### Глава 3. Нелинейные и ударные волны в плазме. Эксперимент

Наиболее ярко коллективные свойства плазменной среды проявляются в бесстолкновительных ударных волнах. По характеру диссипации условно можно различать ламинарные и турбулентные ударные волны [165]. Если структура волны определяется дисперсионными свойствами плазмы и неустойчивость отсутствует (или не успевает развиться), ударную волну называют ламинарной. Характерный пространственный масштаб для фронта ламинарной ударной волны – длина дисперсии (дебаевский радиус или инерционная длина). Механизмы бесстолкновительной диссипации в турбулентных УВ в плазме без магнитного поля – либо захват частиц в потенциальные ямы в волне, либо отражение частиц от горбов потенциала, в замагниченной плазме – отраженные ионы, аномальное сопротивление, аномальная вязкость и другие.

#### 3.1. Экспериментальные исследования структуры фронта ламинарных бесстолкновительных ударных волн в незамагниченной плазме

**Постановка эксперимента.** Эксперименты проводились на установке «Волна» в импульсном режиме работы. В описываемых ниже исследованиях измерялись следующие плазменные параметры: температура электронов и ионов, плотность, потенциал, направленная скорость потока, скорость ударной волны и функция распределения ионов и электронов по скоростям. Методы измерения этих параметров подробно изложены в главе 2.

Способ создания потока плазмы также описан в главе 2. Как следует из этого описания, после импульсного напуска рабочего газа (ксенон) и включения источника ионизации примерно через 1 мс облако нейтрального газа заполняет примерно 1/4 вакуумного объема у торца, где расположен ионизатор. В части объема, свободной от нейтралов, устанавливается квазистационарное течение плазмы с типичными параметрами потока: плотность  $n_0 \sim (10^6, 10^7) \text{ см}^{-3}$ , скорость  $v_0 \gg (2, 6) \times 10^5 \text{ см/с}$ , температура электронов  $T_e \gg (5, 7) \text{ эВ}$ , температура ионов  $T_i \gg (0,1, 0,3) \text{ эВ}$ . Скорость потока плазмы  $v_0$  при удалении от фронта облака нейтралов возрастала, а величина потенциала плазмы  $j_p$  при этом уменьшалась таким образом, что величина  $Mv_0^2/2 + ej_p$  оставалась примерно постоянной.

В момент установления квазистационарного течения производилась дополнительная ионизация облака нейтралов. При этом возникало возмущение плотности плазмы, которое зарождалось в облаке нейтралов, выходило из него, так как его скорость на порядок больше, чем скорость движения фронта облака нейтралов, и далее распространялось вниз по потоку. Начальное возмущение плотности примерно повторяло профиль плотности нейтрального газа и имело пространственный размер  $\sim 10$  см. С помощью ионизатора имелась возможность регулировать величину перепада возмущенной плотности плазмы. В исследовании этого возмущения заключалась основная задача проведенных экспериментов.

**Результаты эксперимента и их обсуждение.** На рис. 3.1а приведены осциллограммы профилей  $n$ , иллюстрирующие эволюцию возмущения плотности в зависимости от расстояния для  $M_S = 1,2$  (скорость волны определена при  $x = 80$  см). Масштаб  $n$  – в произвольных единицах. По мере продвижения первоначально гладкое возмущение становится более крутым, за фронтом появляются осцилляции, амплитуда которых с увеличением расстояния, пройденного волной, растет, а ширина фронта волны, начиная с некоторого момента, остается постоянной.

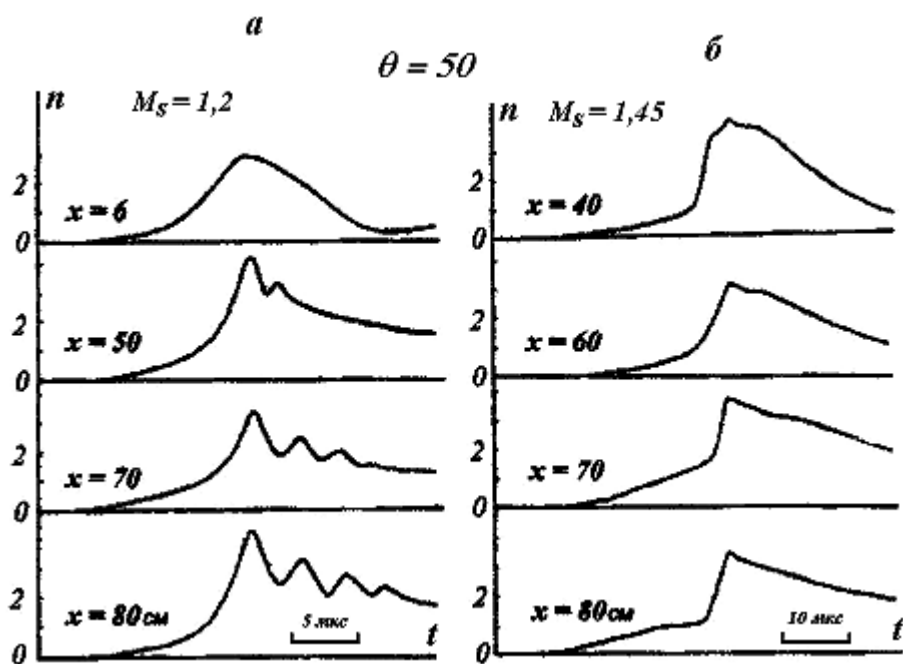


Рис. 3.1. Профиль плотности в ударной волне в зависимости от пройденного волной расстояния для двух значений числа

Маха:

а)  $M_S = 1,2$ ;

б)  $M_S = 1,45$ ;

$T_e/T_i = 50$

Как следует из приведенных экспериментальных данных, начальное возмущение распадается на элементарные колебания с характерным размером порядка  $\lambda_D$ . С некоторого расстояния ( $x = 70$  см), благодаря наличию малого ко-

личества отраженных частиц, устанавливается квазистационарное движение. При этом длина волны осцилляций, равная  $(6 \div 7)d_e$ , примерно совпадает с расчетной (раздел 1.4), полученной для стационарного случая при тех же  $M_S$  и  $q$ .

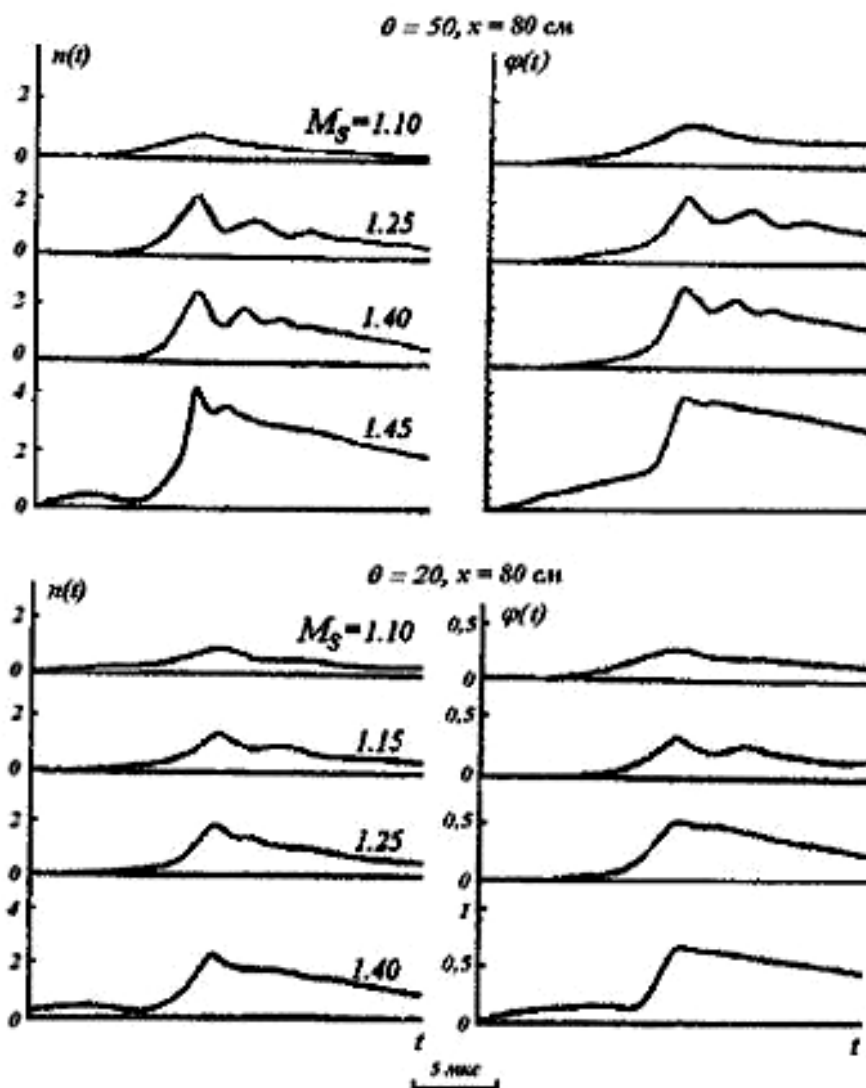


Рис. 3.2. Профили плотности и потенциала в ударной волне в фиксированной точке пространства в зависимости от скорости волны и от температуры ионов плазмы

На рис. 3.1 б приведены профили  $n$  в случае волны большой амплитуды ( $M_S = 1,45$ ,  $q = 50$ ). Профиль такой волны существенно отличается от профиля волны малой амплитуды. Во-первых, отсутствуют

явно выраженные периодические колебания за фронтом, а перед фронтом появляются быстрые ионы, которые уходят вперед и образуют подножие волны. В число этих частиц могут входить как отраженные от фронта, так и свалившиеся с гребня волны, однако экспериментально различить их невозможно. Как следует из численных расчетов (раздел 1.4, [185]), в которых наблюдаются аналогичные процессы, в образовании подножия основную роль играют отраженные частицы. На рис. 3.2 приведены профили  $n$  и  $j$  при различных числах Маха ( $q = 50$ ). Видно, что с увеличением скорости волны амплитуда потенциала растет, период и глубина осцилляций уменьшаются, а крутизна фронта несколько увеличивается. При наличии существенного числа отраженных частиц осцилляции на профиле волны практически отсутствуют ( $M_S = 1,45$ ).

При увеличении температуры ионов ( $q = 20$ , рис. 3.2) для тех же чисел Маха амплитуда в период осцилляций существенно меньше. Результаты экспериментальных данных, приведенных на рис. 3.2, качественно согласуются с расчетами, приведенными в разделе 1.4 для стационарной ударной волны (рис. 1.14-1.18). Как следует из расчета (рис. 1.12), при  $q = 50$  и  $q = 20$  предельная скорость волны равна, соответственно,  $M_S = 1,4$  и  $M_S = 1,3$ . Примерно такие же значения получены в эксперименте, однако при дальнейшем увеличении амплитуды начального возмущения скорость волны медленно растет. Это можно объяснить тем, что по мере того, как число отраженных волной ионов увеличивается, потенциал подножия  $j_f$  перед фронтом волны существенно повышается, что приводит к увеличению предельной амплитуды потенциала волны до величины  $j_c \gg (M_S^2 + j_f)/2$ . В случае малых  $M_S$ , когда  $j_f \gg 0$ , амплитуда потенциала, как следует из рис. 3.2, близка к расчетной для стационарной волны.

Особый интерес представляет исследование функции распределения ионов по скоростям в различных точках профиля волны. В каждом эксперименте, как правило, спектр исследовался в двух точках пространства: перед фронтом и за фронтом волны. Одновременно с этим измерялись потенциал и скорость волны.

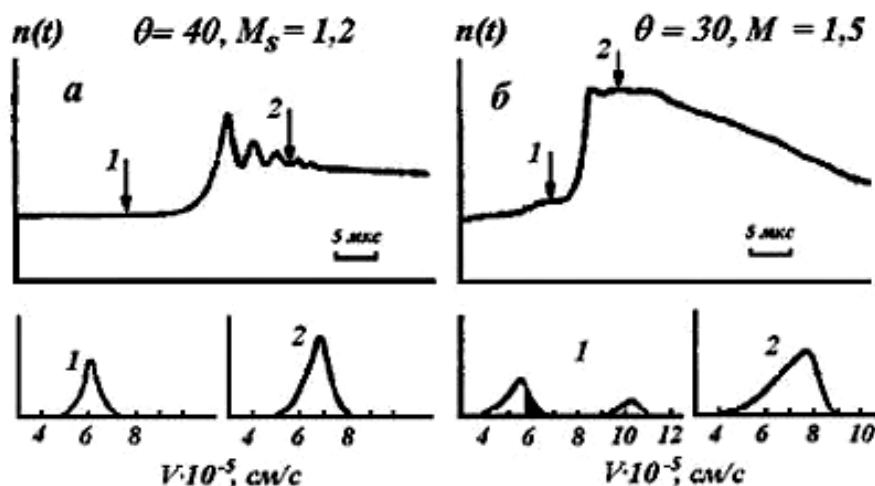


Рис. 3.3. Функция распределения ионов перед фронтом (1) и за фронтом (2) слабой (а) и сильной (б) ударной волны

На рис. 3.3а приведен спектр ионов перед волной (1) и за фронтом волны (2) для случая малого числа отраженных ионов ( $M_S = 1,2$ ). За фронтом максимум смещен в сторону больших скоростей и наблюдается уширение спектра. Такой вид функции распределения ионов в волне потенциала качественно со-

гласуется с функцией, описываемой формулой (1.74). Распределение частиц в плазме после прохождения волны почти не отличается от невозмущенного.

На рис. 3.3 б изображена функция распределения частиц перед волной и за фронтом волны большой амплитуды. За фронтом волны (2) в области больших скоростей спектр срезан, а перед фронтом (1) появилась группа отраженных частиц. Так как отражаются все частицы, скорость которых (в лабораторной системе) выше некоторой предельной скорости (заштрихованная часть спектра невозмущенной плазмы), то спектр отраженных частиц размыт. Если процесс отражения носит стационарный характер, то спектр должен резко спасть при некоторой скорости. Вид спектра, за фронтом волны (2), в основном совпадает с расчетным. Как видно из экспериментальных данных (рис. 3.3 б, (2)), спектр сильно размыт в области малых скоростей и довольно резко спадает при скорости примерно равной скорости волны.

Уширение экспериментального распределения за фронтом и спектра быстрых частиц перед фронтом волны в области больших скоростей гораздо существеннее, чем могло быть вызвано разрешением анализатора. Это можно объяснить нестационарностью процесса отражения.

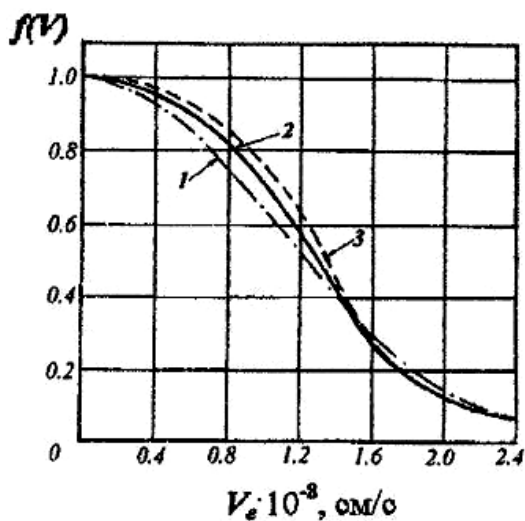


Рис. 3.4. Функция распределения электронов, полученная из расчета: максвелловская с температурой  $T_e = 6$  эВ (1), измеренная в эксперименте перед фронтом (2) и за фронтом (3) ударной волны ( $e j_A / T_e = 1$ ,  $T_e = 6$  эВ)

На рис. 3.4 приведены данные об искажении функции распределения электронов плазмы ударной волной. Видно, что в пределах точности измерений электронная функция распределения как перед фронтом, так и за ним близка к максвелловской.

### 3.2. Турбулентные ударные волны в незамагниченной плазме

При больших числах Маха  $M_S$  ламинарные ударные волны разрушаются вследствие развития неустойчивостей во фронте. Однако и в этом случае возможно образование возмущения типа ударной волны, но с более размытым фронтом. Если причиной образования ударного фронта является вызванная неустойчивостью турбулентность, так что ширина фронта определяется длиной рассеяния частиц на турбулентных пульсациях электромагнитных полей, ударную волну называют турбулентной.

Для плазмы без магнитного поля указывались два механизма, которые могут сдерживать расплывание фронта турбулентной ударной волны: анизотропная и пучковая неустойчивости. Первая была рассмотрена в работе [297]. Механизм пучковой неустойчивости двух взаимопроникающих плазм обсуждался сравнительно давно в работе [322]. Последовательной теории турбулентной ударной волны до сих пор не существует.

Экспериментально турбулентные ударные волны «большой» амплитуды ( $M_S > 1,6$ ) не наблюдались. Следует отметить только эксперимент [373], в котором авторам удалось наблюдать процесс турбулизации ламинарной ударной волны небольшой амплитуды ( $M_S = 1,15$ ) вследствие раскачки двухпоточковой ионной неустойчивости. В результате раскачки колебаний фронт волны уширялся при своем движении. Этот эксперимент интересен, по-видимому, тем, что описывает начальную стадию и тенденцию к формированию турбулентного ударного фронта.

В данном разделе изложены результаты исследования природы турбулентных процессов и обусловленного ими диссипативного механизма во фронте электростатической турбулентной ударной волны. Изучение механизма диссипации в ударных волнах такого типа имеет общефизический и прикладной интерес, поскольку аналогичные эффекты могут играть определяющую роль в таких явлениях, как околосемная ударная волна [244], изомагнитный скачок во фронте ударных волн в замагниченной плазме [98], взаимодействие ионных пучков с плазменной мишенью [117] и т.д.

Исследование процессов во фронте электростатической турбулентной ударной волны велось по двум направлениям: 1) изучение макроскопических распределений плотности, потенциала и скорости потока ионов, а также спектра хаотических электростатических колебаний, временных и амплитуд-

ных характеристик, что дает возможность установить природу турбулентных процессов; 2) изучение функции распределения ионов во фронте и за ним, что позволяет судить о характере диссипативного механизма.

**Установка и методы диагностики.** Эксперименты проводились на установке СОМБ [125]. Схема установки описана в главе 2. Эксперименты проводились в импульсном режиме работы установки, т.е. источник плазмы включался на время 1 мс с частотой повторения 0,1 Гц. Поток плазмы натекал на магнитный барьер, расположенный вниз по потоку в области объема, достаточно далеко удаленной от фронта нейтрального облака. Таким образом моделировалось взаимодействие потока плазмы с препятствием, образованным локализованной в пространстве областью сильного ( $B^2 \gg 8pn_0T_e$ ) магнитного поля.

В качестве магнитного барьера использовался соленоид прямоугольного сечения с размерами по осям координат (см. рис. 3.5)  $D_x = 1,5$  см,  $D_y = 15$  см,  $D_z = 40$  см, шагом намотки 1 см и диаметром провода 0,1 см. На рис. 3.5 схематически показаны геометрическая форма и размеры соленоида, а также способ намотки проводников с током. Изолированный провод намотан на рамку из изолятора с таким расчетом, чтобы расстояние между соседними проволочками ( $\geq 1$  см) было больше дебаевского радиуса и плазма в отсутствие магнитного поля могла свободно проходить сквозь соленоид.

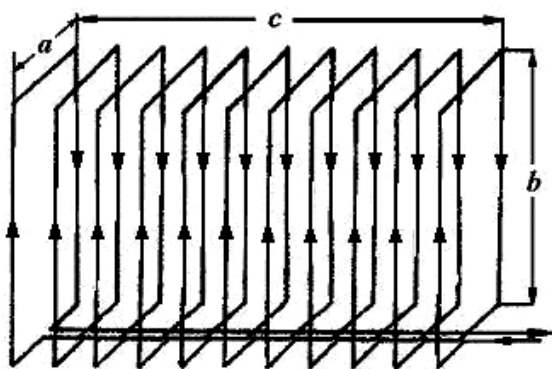


Рис. 3.5. Схема соленоида для создания магнитного барьера.

$$a = 1,5 \text{ см}, b = 17 \text{ см}, c = 44 \text{ см}$$

Соленоид устанавливался на расстоянии  $x = 100$  см от ионизатора таким образом, чтобы его ось была перпендикулярна потоку. Для того чтобы знать величину магнитного поля в интересующих точках пространства, проводились непосредственно измерения поля миниатюрным магнитным датчиком. Распределение напряженности магнитного поля вдоль оси вакуумного цилиндра, измеренное таким датчиком, показано на рис. 3.6, из которого видно, что магнитное поле  $H_{z0} \approx 400$  Э сосредоточено практически внутри соленоида, так что на расстоянии  $|x| > 1,5$  см от провода величина поля  $H < 10^{-2}H_{z0}$ .

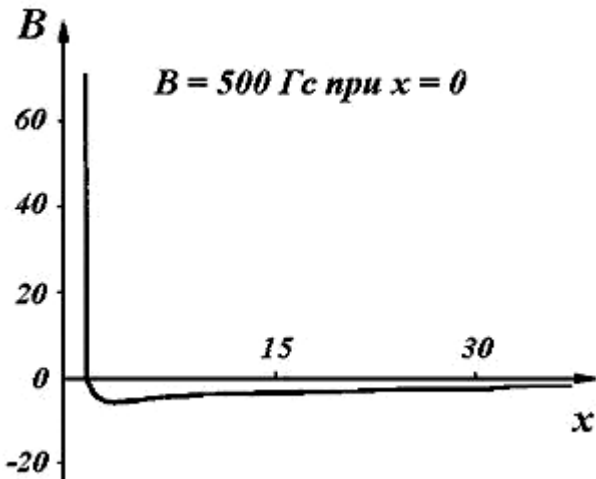


Рис. 3.6. Распределение магнитного поля в направлении движения потока плазмы

Типичные параметры плазменного потока: плотность  $n_0 \sim 10^6, 10^7 \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \gg (3, 5) \text{ эВ}$ , температура ионов  $T_i \gg (0,1, 0,3) \text{ эВ}$ .

Для измерения электронной температуры, плотности и направленной скорости потока плазмы, а также параметров колебаний в плазме использовались сферические (диаметр 0,6 см) и цилиндрические ленгмюровские зонды. Для получения хорошего пространственного разрешения по оси  $Ox$  использовались тонкие (диаметр  $d = 0,03 \text{ см}$ ) цилиндрические зонды, причем ось цилиндра ориентировалась вдоль оси  $Oz$ . Для обеспечения необходимой чувствительности цилиндрические зонды имели большую длину ( $l_p = 20 \text{ см}$ ).

Временное разрешение зонда при измерении параметров колебаний фактически определялось временем перестройки возмущенной области вокруг зонда под действием колебаний в плазме. Специальные измерения и оценки показали, что заметные искажения частотной характеристики регистрируемых колебаний появляются в наших экспериментальных условиях при частотах выше  $(1, 2)\omega_{pi}/2\pi$ .

Спектр мощности колебаний определялся из корреляционного анализа сигнала ленгмюровского зонда. Автокорреляционная функция (АКФ) колебаний  $F(t)$  была получена путем обработки на ЭВМ сигнала зонда по формуле

$$F(t) = \left( \frac{\int_0^{t_0} \tilde{I}_i(t) \tilde{I}_i(t+t) dt}{\int_0^{t_0} \tilde{I}_i^2(t) dt} \right), \quad (3.1)$$

где  $\tilde{I}_i(t)$  – высокочастотная составляющая зондового тока,  $t_0 \approx 500 \text{ мкс}$  – промежуток времени (отмеченный стрелками на рис. 3.7), в течение которого параметры колебаний (характерная частота, средняя амплитуда) менялись сравнительно слабо. Применением к  $F(\tau)$  преобразования Фурье был получен спектр мощности колебаний.



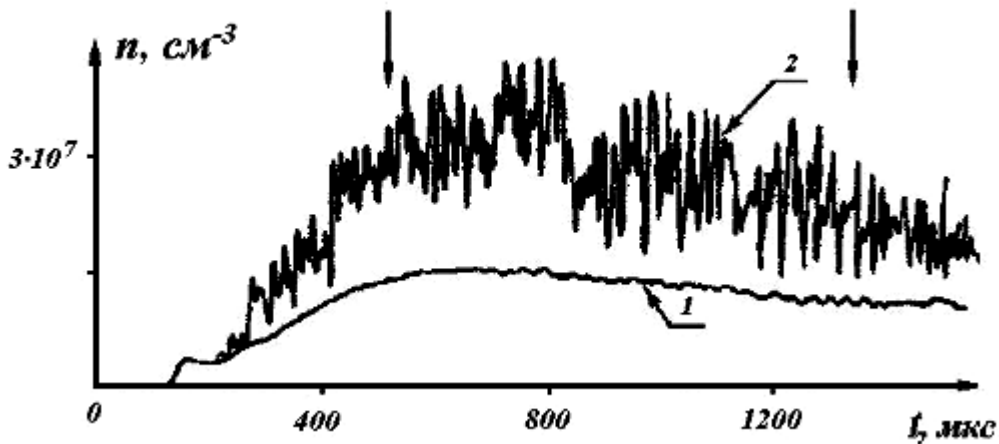


Рис. 3.7. Осциллограммы ионного тока на зонд на расстоянии  $x = 10$  см от «барьера»: 1 –  $B = 0$ ; 2 –  $B = 300$  Гс

Оценка относительной плотности энергии ионных ленгмюровских колебаний, развивающихся в условиях нашего эксперимента, проводилась путем обработки сигналов с ленгмюровских зондов и с помощью пробного пучка. Подробное описание процедуры получения этих оценок приведено в главе 2.

Измерения неоднородной динамики функции распределения ионов производилось анализаторами двух типов. Анализатор поперечных скоростей позволял за время  $< 10^{-4}$  с получить функцию распределения ионов потока по поперечным скоростям  $f(\mathbf{v}_z)$ , представляющую собой поперечное сечение в пространстве скоростей полной двухмерной (скажем, в плоскости  $\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_z$ ) функции распределения вида  $f(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_z) \gg f(\mathbf{v}_x - U)f(\mathbf{v}_z)$  в точке максимума  $f_x$  (при  $\mathbf{v}_x = U$ ) в предположении малости дисперсии продольных скоростей:  $Dv_x \ll U$  [25]. Функцию распределения по «поперечным» энергиям  $E_\perp = M\mathbf{v}_z^2/2$ , которую также можно было построить по сигналу анализатора, будем обозначать  $F_\perp(E_\perp)$ .

Анализаторы типа Юза-Рожанского с постоянным напряжением на пластинах и пилообразно нарастающим во времени напряжением на диафрагме [28] позволяли за время  $\sim 10$  мкс измерить энергетический спектр ионов  $F(E, q)$ , представляющий собой сечение полной функции распределения в полярных координатах  $f(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_z) = F; (E \circ M(\mathbf{v}_x^2 + \mathbf{v}_z^2)/2, q \circ \arctg(\mathbf{v}_z/\mathbf{v}_x))$  по углу  $q$  между осью входной трубки анализатора и направлением скорости потока. Энергетическое разрешение анализатора  $DE/E = 2\%$ , угловое разрешение –  $2^\circ$ .

В качестве регистраторов в обоих анализаторах использовались каналные электронные умножители (КЭУ) [11], что позволило регистрировать ион-

ные потоки с  $n_i \mathbf{v}_i \approx 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Анализаторы можно было ориентировать под произвольным углом  $q$  к оси  $Ox$  в плоскости  $xOz$  и перемещать вдоль оси  $Ox$ .

Подробное описание анализаторов и процедура получения функций распределения ионов приведены в главе 2.

**Экспериментальные результаты. Макроскопические характеристики ударной волны.** При натекании потока разреженной, незамагниченной плазмы на магнитный «барьер», перед ним возникает возмущенная зона с интенсивными колебаниями. На рис. 3.7 приведена осциллограмма ионного тока в возмущенной зоне и для сравнения в невозмущенном потоке, а на рис. 3.20 в – распределение относительного уровня колебаний ионной плотности вдоль оси  $Ox$ . Переходный слой (рис. 3.8) шириной  $D$ , отделяющий возмущенную зону от натекающего невозмущенного потока, огибает магнитный барьер и расположен от него на расстоянии  $(10 \div 25)$  см. Этот слой является фронтом бесстолкновительной ударной волны [24].

Основные особенности макроскопической (т.е. усредненной по колебаниям) структуры ударной волны следующие:

а) во фронте наблюдается скачкообразное возрастание плотности, потенциала и относительного уровня колебаний (рис. 3.8);

б) макроскопическая структура ударной волны практически не меняется в течение 500 мкс, что существенно больше периода высокочастотных колебаний  $(10 \div 30)$  мкс и времени пролета ионов фронта  $D/U \approx 10$  мкс, т.е. волна является квазистационарной;

в) ширина фронта  $D$  при  $M_S = 2, 3$ ,  $T_e = (3, 5)$  эВ в диапазоне изменения  $n_0 \gg 10^6, 10^8 \text{ см}^{-3}$  составляет примерно  $20\lambda_D$  (рис. 3.9), т.е. с возрастанием  $n_0$  уменьшается по закону, близкому к  $n_0^{-1/2}$ . При этом величина  $D$  остается существенно меньше длины парных соударений.

Характерной особенностью структуры фронта является хорошее совпадение профилей уровня колебаний и плотности в подножии и несколько большая ширина скачка уровня колебаний по сравнению со скачком плотности.

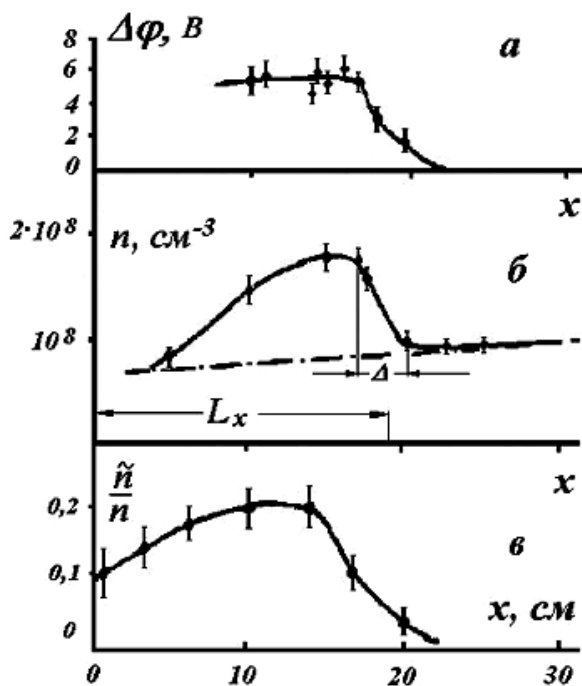


Рис. 3.8. *a* – профиль потенциала в невозмущенной области перед «барьером», *б* – профиль плотности, *в* – профиль уровня колебаний

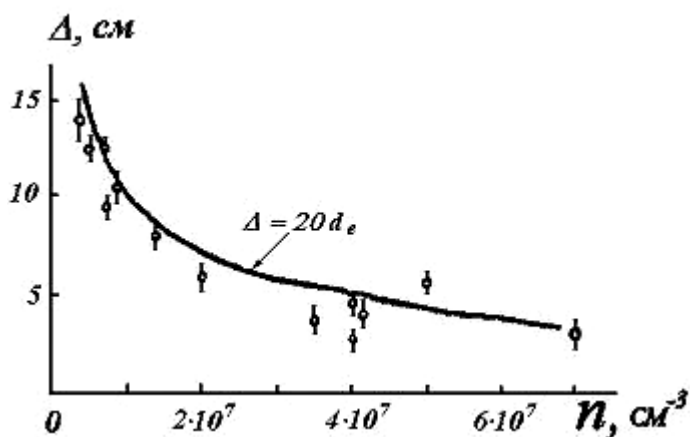


Рис. 3.9. Зависимость ширины фронта от плотности плазмы

**Анализ турбулентности в ударном фронте и возмущенной зоне.** Образование возмущенной зоны и ударной волны связано с существованием отраженного от магнитного барьера ионного потока, вызывающего раскачку колебаний [78; 185]. Относительная плотность отраженных ионов вблизи барьера  $a = n_r/n_0 \gg 0,1, 0,5$ , скорость  $U_{отр} \gg -U$  и  $T_{иотр} \gg T_i$ .

Изучение неустойчивости и характера колебаний, локализованных в возмущенной зоне (рис. 3.8в), проводилось ленгмюровскими зондами с применением корреляционного анализа. Основные результаты измерений сводятся к следующему:

а) средний период и амплитуда колебаний не меняются в течение промежутка времени 500 мкс;

б) автокорреляционная функция высокочастотной составляющей зондового сигнала (рис. 3.10а), полученная с помощью соотношения (3.1), затухает уже после одного колебания, а построенный по ней спектр мощности (усредненный по 20 случаям) имеет ширину  $Df$ , близкую к характерной частоте колебаний:  $Df \sim f_0 \gg 0,5w_{pi}/2p$  (см. рис. 3.10 б). Быстрая потеря корреляции и большая ширина амплитудно-частотного спектра колебаний указывают на существование в плазме стохастических турбулентных шумов;

в) оценка установившегося уровня энергии шумов, проведенная для типичных условий эксперимента (см. рис. 3.7)  $\langle \tilde{I}_i^2 \rangle / I_i^2 \approx 10^{-2}$ ,  $l_p / \lambda_D \gg 60$ , дает величину  $e \equiv W/nT_e \gg 0,1$ .

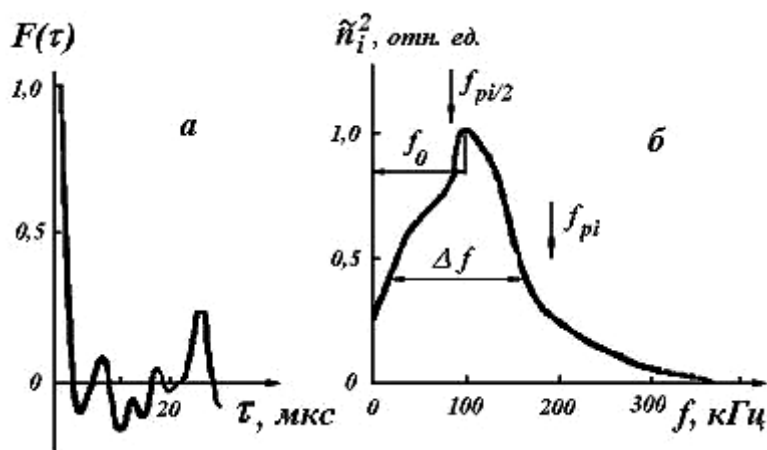


Рис. 3.10.

а – автокорреляционная функция, б – амплитудно-частотный спектр колебаний в турбулентной области

Контроль абсолютной величины уровня турбу-

лентности осуществлялся по уширению диагностического ионного пучка. Измерения показали, что уширение пучка в плазме в отсутствие турбулентности пренебрежимо мало. На рис. 3.11 приведены изображения пучка, снятые за 500 мкс до прихода плазмы (а) и через 500 мкс после прихода плазмы в возмущенной зоне (б), а также фотограммы этих изображений в горизонтальном сечении. Из рисунков видно, что после прохождения турбулентной области пучок уширился, причем уширение пучка носит диффузный характер и может быть объяснено рассеянием частиц пучка на флуктуациях потенциала, период которых много меньше времени регистрации. Оценка уровня турбулентности для величины уширения  $\langle r^2 \rangle \gg 0,02$  см,  $k_0 \gg \lambda_D^{-1} \approx 3$  см<sup>-1</sup>,  $L \gg 30$  см дает значение  $e \gg 2 \cdot 10^{-2}$  – того же порядка, что и полученное зондами. Типичная величина установившегося уровня турбулентности за фронтом ударной волны лежит в пределах  $e \gg 0,02$ ,  $0,2$ , что на 4 ÷ 5 порядков выше плотности энергии тепловых шумов ( $W_T = T_e/2p^2 l_D^3$ ).

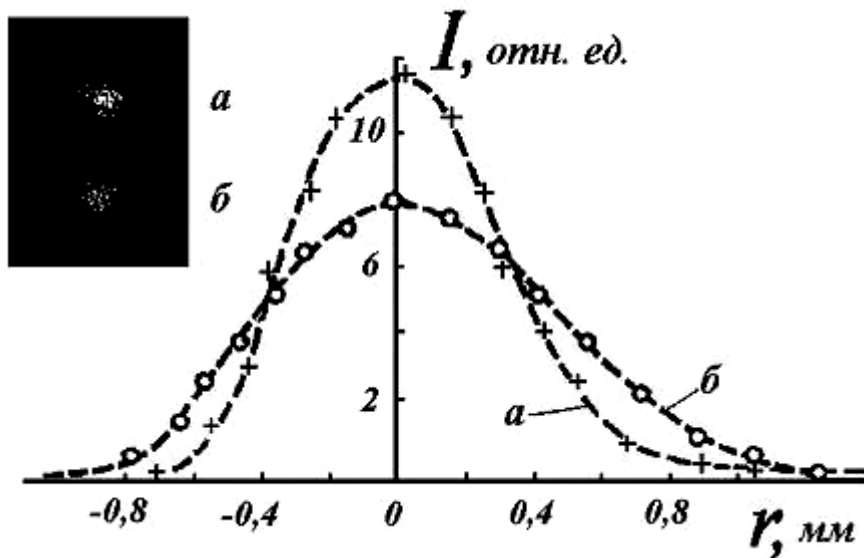


Рис. 3.11. Изображение ионного пучка и его фотограмма: *a* – за 500 мкс до прихода плазмы, *б* – через 500 мкс после прихода плазмы к «барьеру»

Круговая форма изображения уширенного

пучка свидетельствует в пользу изотропного характера колебаний, по крайней мере в области зондирования (за фронтом волны). Измерения пространственной корреляционной функции с помощью зондов в этой области также не показали наличия выделенного направления колебаний.

#### ***Исследование функции распределения ионов в турбулентной области.***

Наличие в возмущенной зоне высокого уровня турбулентности может привести к существенному изменению функции распределения падающего и отраженного потоков. Для исследования этого эффекта с помощью описанных в главе 2 энергоанализаторов были проведены измерения функции распределения ионов по полной энергии  $F(E, q)$  и по поперечной энергии  $F_{\perp}(E_{\perp})$ .

В полулогарифмическом масштабе зависимость  $F_{\perp}(E_{\perp})$  невозмущенного потока изображена на рис. 3.12а. Из рисунка видно, что распределение ионов близко к максвелловскому с поперечной температурой  $T_{\perp} \gg 0,2$  эВ. После прохождения турбулентного фронта на  $F_{\perp}(E_{\perp})$  появляется «хвост» ускоренных в поперечном направлении частиц (рис. 3.12б), в то время как температура основной части ионов остается почти без изменений. При дальнейшем движении потока к «барьеру» форма  $F_{\perp}(E_{\perp})$  меняется сравнительно слабо. Измерение  $F_{\perp}(E_{\perp})$  отраженного потока показало, что уже на расстоянии менее 8 см от «барьера» происходит увеличение «эффективной» поперечной температуры ионов до значений  $T_{i\perp} \gg 3$  эВ, близких к электронной температуре (см. рис. 3.12в). При дальнейшем движении ( $x > 8$  см) от барьера «поперечная» функция распределения отраженных ионов мало меняется.

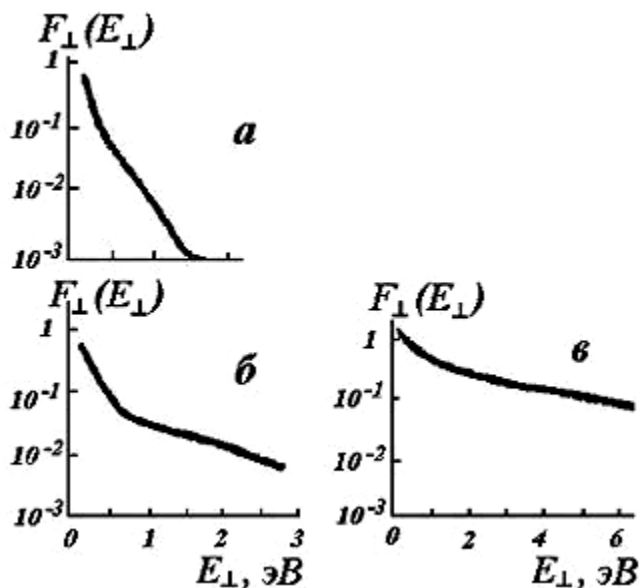


Рис. 3.12. Функция распределения ионов по поперечным энергиям натекающего (а, б) и отраженного (в) потоков: а –  $x = 25$  см, б –  $x = 15$  см, в –  $x = 8$  см от «барьера» ( $B = 300$  Гс)

Исследование с помощью анализатора типа Юза-Рожанского энергетического спектра ионов основного потока, летящих вдоль оси  $Ox$ ,  $F(E, q = 0)$ , показало, что при прохождении ударного фронта происходит электростатическое торможение этих ионов со слабым искажением формы спектра  $F(E, q = 0)$  (см. рис. 3.13). В то же время за фронтом появляются ионы, летящие под большими углами  $q$  к направлению движения потока. Из вида энергетического спектра этих ионов, приведенного на рис. 3.13в, следует, что они появились в результате почти упругого рассеяния частиц падающего потока на колебаниях в области фронта (изменение модуля скорости ионов при рассеянии не превышает 10% и находится в пределах погрешности измерений). Отметим при этом характерное уменьшение ширины («обострение») спектра рассеянных частиц. Угловые распределения максимумов спектров  $F(E = 13$  эВ,  $q$ ) и плотности частиц  $dn/dq$  приведены на рис. 3.14, из которого следует, что рассеяние по углу носит диффузный характер (увеличение плотности вблизи  $q = 180^\circ$  соответствует отраженному потоку).

Энергетический спектр ионов отраженного потока  $F(E, q = 180^\circ)$  вблизи «барьера» аналогичен спектру натекающего потока (см. рис. 3.15а). По мере удаления от «барьера» происходит сравнительно медленное – на протяжении всей турбулентной зоны  $x < 20$  см – уширение спектра в сторону низких энергий (см. рис. 3.15б, в, г). После выхода из турбулентной области вид спектра отраженных ионов практически не изменяется (рис. 3.15д). Эти данные свидетельствуют о неупругом (с потерей энергии) характере взаимодействия с турбулентными колебаниями ионов менее плотного отраженного потока. По экспериментально полученным при различных углах  $q$  энергетическим спектрам  $F(E, q)$  можно построить функцию распределения, усредненную по поперечной к направлению потока составляющей скорости,

$$f(\mathbf{v}_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_z) d\mathbf{v}_z = \int_{-p}^p F[M(\mathbf{v}_x^2 + \mathbf{v}_z^2)/2, q] \frac{dq}{\cos^2 q}.$$

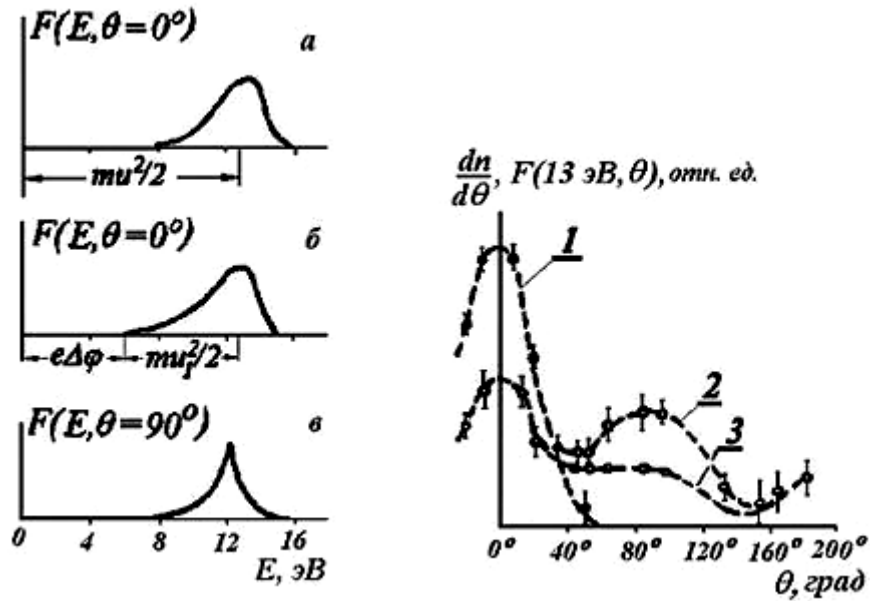


Рис. 3.13. Энергетический спектр ионов налетающего потока (в относительных единицах): а –  $x = 25$  см, б и в –  $x = 15$  см,  $U_1$  – скорость потока плазмы за фронтом волны

Рис. 3.14. Угловое распределение максимумов спектров: 1 –  $x = 25$  см, 2 –  $x = 15$  см, 3 – угловое распределение плотности  $dn/dq$  ( $x = 15$  см)

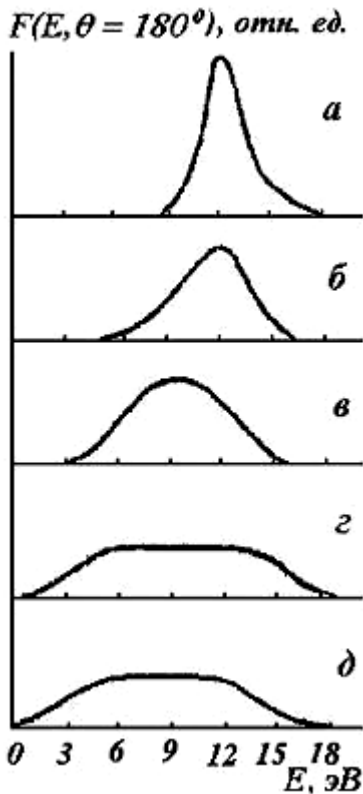


Рис. 3.15. Энергетические спектры ионов отраженного потока на расстоянии 5 см (а), 10 см (б), 15 см (в), 20 см (г), 25 см (д) от «барьера»

Функция распределения ионов натекающего потока по продольным скоростям  $f(\mathbf{v}_{\parallel})$  в турбулентной зоне и в невозмущенном потоке, построенная по измеренным  $F(E, q = 0)$ , с помощью этой формулы имеет вид, показанный на рис. 3.16. Из рисунка следует, что после прохождения ударного фронта направленная скорость ионного потока уменьшается примерно в два раза, а эффективная продольная температура ионов потока возрастает от  $T_i = 0,2$  эВ пе-

ред фронтом до  $T_i = 1$  эВ за фронтом.

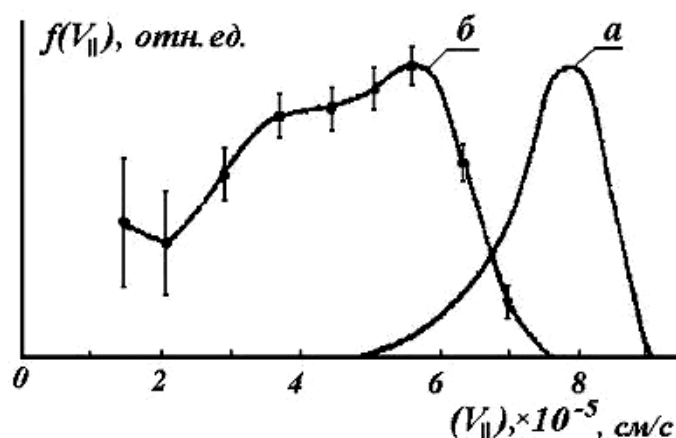


Рис. 3.16. Функция распределения ионов налетающего потока, проинтегрированная по поперечным скоростям.  $a$  – перед фронтом,  $b$  – за фронтом

**Обсуждение результатов.** На основании результатов эксперимента может быть рассмотрена следующая качественная картина образования турбулентной ударной волны. В результате развития пучковой ионной неустойчивости перед «барьером» возникает турбулентная зона с высоким уровнем колебаний. Ионы сверхзвукового потока плазмы, втекая в турбулентную область, рассеиваются на микрофлуктуациях потенциала. Это рассеяние приводит к возрастанию дисперсии скоростей ионов потока (т.е. эффективному «нагреву») и уширению функции распределения в сторону меньших энергий, т.е. торможению потока, что свидетельствует о наличии бесстолкновительной диссипации энергии направленного движения потока.

В свою очередь, уменьшение направленной скорости приводит к росту плотности и потенциала на границе турбулентной области. При дальнейшем движении в направлении «барьера» часть ионов потока, рассеявшись на большие углы, уходит из турбулентной области, имеющей конечные поперечные размеры, чем можно объяснить наблюдаемое понижение плотности за фронтом в сторону «барьера» (см. рис. 3.8б).

Наблюдаемые в эксперименте особенности взаимодействия ионов потока с колебаниями могут быть получены из рассмотрения феноменологической модели турбулентной ударной волны. В рамках этой модели сделаем предположения относительно характера колебаний и структуры турбулентной области, не противоречащие данным эксперимента, а динамику функции распределения ионов натекающего потока получим путем качественного анализа квазилинейных уравнений. Выясним также условия образования макроскопической структуры фронта волны.



Будем предполагать, что:

1) При натекании сверхзвукового потока неизотермичной плазмы со скоростью  $U \gg C_S$  на магнитный «барьер» небольшая часть ионов потока ( $a \ll 1$ ) отражается от «барьера» и, двигаясь навстречу основному потоку, вызывает раскачку ион-ионной неустойчивости. Поскольку относительная скорость пучка и плазмы  $\mathbf{v}_{омн} \gg 2U \gg C_S$ , то с максимальным инкрементом раскачивается ветвь ионных ленгмюровских колебаний с характерной частотой  $\approx \omega_{pi}$  (в системе основного, более плотного, потока) и волновым вектором  $k_0 \approx \lambda_D^{-1}$ , направленным под углом  $\mathbf{q} \approx \arccos(C_S / \mathbf{v}_{омн})$  к вектору скорости пучка [111]. Частоту колебаний в лабораторной системе координат получим с учетом сноса основным потоком плазмы со скоростью  $U$ , т.е. согласно формуле доплеровского сдвига  $\omega \approx \omega_{pi} + \mathbf{k}U$ . Из условия резонансной раскачки колебаний слабым отраженным пучком, движущимся со скоростью  $U_{отр} \approx -U$ ,  $\omega \approx \mathbf{k}U_{отр} = -\mathbf{k}U$ , находим  $\omega \approx \omega_{pi}/2$  (см. рис. 3.10 б).

2) В области фронта ударной волны колебания выходят из резонанса с размытым ( $(DU/U)_{отр} > a^{1/3}$ ) пучком; их групповая скорость при этом в системе координат более плотного потока плазмы равна  $C_S$ . Поэтому в лабораторной системе координат групповая скорость колебаний  $\approx U$  из-за сноса сверхзвуковым потоком плазмы в направлении «барьера» со скоростью  $U \gg C_S$ , (что справедливо, строго говоря, только в подножии фронта). Вследствие этого перед «барьером» происходит образование локализованной области с высоким уровнем турбулентных шумов.

3) Плотность энергии шумов  $W_k$  зависит только от координаты  $x$  в направлении движения потока и существенно изменяется только во фронте, размер которого  $D \gg k_0^{-1} \approx \lambda_D$ , а вне его меняется слабо (см. рис. 3.8 в).

Эволюция функции распределения ионов потока  $f(\mathbf{v}, x)$ , которую также считаем зависящей только от координаты  $x$ , описывается стационарным квазилинейным уравнением

$$\mathbf{v}_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{M} \frac{\partial y}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}_x} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} D_{ij} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}_j}, \quad (3.2)$$

где  $y(x)$  – средний потенциал, а  $D_{ij}$  – нерезонансный коэффициент диффузии. Воспользовавшись стационарным кинетическим уравнением для волн в неоднородной плазме с учетом условия 2 можно показать, что нерезонансный коэффициент диффузии  $D_{ij}$  пропорционален  $U(\mathcal{W}k/\mathcal{W}x)$  [24]. Отсюда следует, что

диффузия происходит в основном в переходном слое на границе турбулентной области, где существенно меняется уровень шумов, хотя размер всей области может существенно превосходить ширину этого слоя. Поэтому функция распределения ионов основного потока, а следовательно, ее моменты – плотность плазмы, направленная скорость – также изменяются только в этом слое, который, таким образом, является фронтом турбулентной ударной волны (см. рис. 3.8).

Нерезонансный коэффициент диффузии  $D_{ij}$  можно вычислить в сферической системе координат  $(\mathbf{v}, q, f)$  в пространстве скоростей и в пространстве волновых векторов  $(k, q\zeta, f\zeta)$  с учетом аксиальной симметрии задачи  $\partial/\partial f = \partial/\partial f\zeta = 0$  (полярные углы  $q$  и  $q\zeta$  отсчитываются от оси, направленной вдоль вектора скорости потока  $U$ ). В силу преимущественно поперечного направления волновых векторов колебаний (см. условие 1) главным членом в тензоре в силу неравенств

$$|\text{Cos}q| \approx \frac{C_s}{2U} \ll 1, |\text{Sin}q| \approx \frac{\mathbf{v}_{Ti}}{U} \approx \frac{C_s}{U} \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} \ll 1 \quad (3.3)$$

оказывается член  $D_{qq}$  [24], описывающий в уравнении диффузии (3.2) разворот функции распределения по углу  $q$  с сохранением модуля скорости. Такое поведение функции распределения качественно согласуется с результатами измерений (см. рис. 3.13) и аналогично случаю резонансного рассеяния на колебаниях ионов быстрого пучка [111]. При этом, поскольку оператор диффузии содержит только угловые переменные, правая часть уравнения (3.2) максимальна в точке  $\mathbf{v} = U$ , где  $f(\mathbf{v}, q, x)$  имеет максимум. Это означает, что быстрее всего диффундируют по углу частицы из максимума  $f(\mathbf{v}, q)$ , т.е. ширина спектра рассеянных частиц  $F(E, q \approx 20^\circ)$  меньше ширины спектра частиц исходного потока  $F(E, q=0)$  (см. рис. 3.13 б, в).

Отметим, что полученные результаты справедливы, строго говоря, лишь в подножии фронта, где достаточно низкий уровень шумов и функция распределения ионов потока не слишком отклонилась от исходной, так что неравенства (3.3) остаются в силе.

Выясним теперь, при каких условиях в нашей модели можно получить увеличение средней плотности плазмы  $n$  в области роста уровня шумов  $W$ , т.е. тенденцию к образованию макроскопической структуры фронта. С этой целью воспользуемся моментными уравнениями для функции распределения ионов

основного потока в гидродинамическом приближении, что позволяет ограничиться двумя первыми моментами.

Требование сохранения потока вещества дает следующее уравнение:

$$\nabla(nU)/\nabla x = 0. \quad (3.4)$$

Здесь  $U(x)$  и  $n(x)$  – скорость потока плазмы и ее плотность, вкладом в которую ионов слабого отраженного пучка мы пренебрегли.

Уравнение для потока импульса запишем с учетом того, что полная сила, действующая на плазму со стороны электростатических колебаний, представляет собой взятый со знаком минус градиент плотности энергии колебаний [114]:

$$\frac{\partial}{\partial x} (mnU^2 + nT_e) = -\frac{\partial W}{\partial x}. \quad (3.5)$$

В этом выражении член с электронным давлением соответствует члену, учитывающему среднее электрическое поле в кинетическом уравнении (3.2) в квазинейтральном приближении. Вкладом потока импульса отраженного пучка ионов мы пренебрегли по сравнению с  $W$ .

Из уравнений (3.4) и (3.5) находим (при  $dn/n \ll 1$ )

$$dn/n = (n - n_0)/n_0 \gg W/(M_S^2 - 1)n_0T_e, \quad (3.6)$$

где  $n_0$  – невозмущенная плотность плазмы. Из этого соотношения следует, что стационарное натекание потока плазмы на область локализации электростатических колебаний сопровождается ростом плотности плазмы только в случае сверхзвукового потока ( $M_S > 1$ ). Этот результат справедлив для любых электростатических колебаний и не зависит от вида их спектра, который может быть, в частности, одномерным. Однако если образование турбулентной области связано с развитием двухпоточковой ионной неустойчивости, то сверхзвуковое относительное движение потоков (являющееся согласно (3.6) необходимым условием возникновения скачка плотности) приводит к существенно неоднородному характеру как спектра колебаний, так и эволюции функции распределения в согласии с полученными выше результатами. В случае же дозвукового движения потоков, сопровождающегося одномерным спектром колебаний [111], в области роста уровня шумов образуется понижение плотности плазмы в соответствии с результатами анализа известной модели Тидмана [217].

Таким образом, на границе турбулентной области возникает ударный фронт, обусловленный взаимодействием ионов потока плазмы с турбулентны-

ми колебаниями. Ограничившись оценкой, предложенной в работе [5], можно выразить ширину фронта  $D$  через параметры турбулентности:  $D \sim \frac{1}{k_0 e} \left( \frac{MU^2}{2T_e} \right)^2$ .

Для  $e \sim 0,1$ ,  $M_S^2 \gg 6$ ,  $k_0 \lambda_D \sim 1$  получаем  $D \gg 100 \lambda_D$ , что по порядку величины согласуется с экспериментальными значениями. Зависимость  $D = D(n_0) \sim n_0^{-1/2}$ , следующая из этой оценки, также удовлетворительно совпадает с полученной из эксперимента (см. рис. 3.9).

**Заключение.** Результаты экспериментов по исследованию турбулентных ударных волн показали следующее.

1. Развитие пучковой ионной неустойчивости, возникающей при взаимодействии сверхзвукового потока плазмы, натекающего на магнитный «барьер», с отраженным от него пучком малой плотности, приводит к образованию перед «барьером» квазистационарной турбулентной области с колебаниями, имеющими существенно трехмерный характер и высокий уровень ( $e \approx 0,2$ ).

2. Взаимодействие с микрополями колебаний (в турбулентной области) ионных потоков, движущихся навстречу друг другу, происходит существенно различным образом: ионы более плотного натекающего потока плазмы диффузно рассеиваются на колебаниях, мало меняя при этом величину модуля скорости, в то время как ионы слабого отраженного потока взаимодействуют с колебаниями неупругим образом с заметной потерей кинетической энергии.

3. Диффузное рассеяние ионов натекающего потока плазмы на колебаниях является механизмом, обеспечивающим торможение потока и эффективный нагрев ионов в переходном слое масштаба  $20 \lambda_D$  на границе турбулентной области, являющемся фронтом турбулентной ударной волны. Поскольку при этом длина кулоновских ион-ионных соударений много больше ширины ударного фронта, то его образование связано с проявлением турбулентной ионной вязкости.

4. Предложена феноменологическая модель электростатической турбулентной ударной волны на основе двухпоточковой ионной неустойчивости. В рамках этой модели получена функция распределения ионов натекающего потока, качественно согласующаяся с данными эксперимента, а также прослежена тенденция к образованию макроскопической структуры фронта. При этом показано принципиальное значение сверхзвукового течения плазмы во фронте вол-

ны и тем самым трехмерного характера колебаний и динамика ионной функции распределения.

Основные закономерности образования ТУВ, изложенные выше, были подтверждены в экспериментах [101], в которых электростатическая турбулентная ударная волна (ТУВ) была обнаружена и изучена в совершенно другой постановке, а турбулентный ударный фронт формировался при взаимодействии двух встречных потоков плазмы, причем можно было изменять параметры встречных потоков плазмы и изучать свойства ТУВ в зависимости от этих параметров.

В заключение отметим некоторые возможные приложения полученных результатов. Исследование околоземной ударной волны с помощью спутников показало [244; 245], что бесстолкновительный нагрев ионов натекающего солнечного ветра при определенных условиях происходит в узком слое (subshock) внутри ударного фронта, который характеризуется высоким уровнем электростатических шумов. Наличие в этой области ионных потоков позволяет связать возникновение узкой зоны (в которой имеет место турбулентная ионная вязкость), с раскачкой двухпотоковой ионной неустойчивости, а сам узкий слой – с турбулентным электростатическим ударным фронтом.

В лабораторных экспериментах по бесстолкновительным ударным волнам поперек магнитного поля при больших числах Маха наблюдалось появление скачка потенциала и плотности масштаба  $< 100\lambda_D$  существенно меньше ширины фронта, – так называемого «изомагнитного скачка». В качестве возможного механизма образования скачка в работе [98] обсуждалась дисперсия ионно-звуковых волн, роль которой сводилась к ограничению нелинейного укрупнения плотности на масштабе порядка десятков дебаевских длин. Результаты изложенных выше экспериментов позволяют допустить в качестве альтернативного механизма образования изомагнитного скачка турбулентную ионную вязкость, которая не только в состоянии обеспечить малый размер скачка, но и объяснить наблюдаемую при этом диссипацию энергии ионов во фронте волны.

### 3.3. Экспериментальное исследование магнитозвуковых ударных волн

Анализ известных данных по набору энергии в МЗУВ показал (см. раздел 1.4), что не совсем понятен механизм нагрева ионов при малых  $M_A$  (ниже критических) особенно в лабораторных ударных волнах, в масштабы которых трудно укладываются даже электростатические колебания в области нижнегибридных частот. Не очевидна причина роста числа отраженных ионов при увеличении  $M_A$ , так как относительная величина скачка потенциала  $\frac{ej_2}{(MU^2/2)} = x$  при этом падает [106; 242; 327]. Почему при  $M_A \gg 2$ , когда  $x \gg 0,8$ , перед фронтом МЗУВ регистрируется так мало ионов? Остаются вопросы и об иерархии масштабов в МЗУВ, природе мелкомасштабных структур, вопросы о стационарности ударных волн, имеющих тонкую структуру. Экспериментально не показана возможность формирования высокоэнергичного хвоста ионной функции распределения за счет не связанных с отражением ускорительных механизмов.

Поэтому мы подробнее остановимся на описании экспериментов в лабораторной бесстолкновительной плазме, целью которых являлось нахождение физических параметров, определяющих нагрев основной массы ионов, изучение причин и закономерностей отражения ионов. Ставилась задача исследования характеристик процесса рассеяния отраженных ионов во фронте МЗУВ. С точки зрения нахождения других, кроме отражения, макроскопических ускорительных механизмов будет дано описание экспериментов по идентификации механизма резонансного серфотронного ускорения протонов при их взаимодействии с макроскопическим скачком электростатического потенциала во фронте ударной волны.

Эксперименты проводились в тета-пинче «УН-Феникс» [17; 52]. Установка подробно описана в главе 2. Здесь мы только обратим внимание на начальные условия и особенности проведения данных экспериментов.

Предварительная плазма создавалась в цилиндрическом кварцевом объеме диаметром 18 см и длиной 100 см при остаточном давлении воздуха  $P = 10^{-5}$  мм. рт. ст.; рабочее давление газа (водород; импульсный напуск)  $P_p = 10^{-2}, 10^{-4}$  мм. рт. ст. Диапазон начальных концентраций плазмы  $8 \times 10^{12} \leq n_0 \leq 2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>; начальное квазистационарное магнитное поле (период

$T \gg 10^{-3}$  с)  $B_0 = (100 \div 600)$  Гс соответствовало области формирования квазистационарной ударной волны [168]. Начальная температура электронов и ионов  $T_{e0} \gg T_{i0} \approx 1$  эВ.

Поле магнитного поршня создавалось при разряде малоиндуктивного высоковольтного конденсатора на «импульсный» тонкий медный виток шириной 30 см, плотно охватывающий кварцевую трубу в ее среднем сечении. Скорость нарастания магнитного поля на границе плазмы до максимальной амплитуды ( $B_{1max} \approx 1,4$  кГс)  $t \approx 4,5 \times 10^{-7}$  с. Для исключения повторной генерации магнитного возмущения магнитный поршень имел форму апериодического импульса с временем спада до половины амплитуды  $Dt \approx 3,5 \times 10^{-6}$  с. В ситуации, когда направление магнитного поршня совпадало по направлению с направлением вектора начального магнитного поля, при включении поршня в рабочем объеме формировалась МЗУВ, движущаяся к оси установки.

**Динамика токовых слоев.** При сжатии плазмы магнитным поршнем кроме ударной волны могут формироваться и другие типы магнитных возмущений. Поэтому требуется предварительное выделение диапазона начальных параметров плазмы, в котором генерируются МЗУВ.

На рис. 3.17 [142] приведены типичные радиальные профили магнитного поля, измеренные магнитными зондами с открытой петлей в центральной области ударного витка (установка «УН-Феникс»). В случае малых  $n_0$  (рис. 3.17 а) в плазме формируется нестационарный токовый слой. По мере приближения к оси установки амплитуда магнитного возмущения растет, отслеживая за увеличением магнитного поля на границе плазменного объема. Фронт возмущения при этом укручается. Скорость проникновения магнитного поля фиксированной амплитуды  $U \gg V_A$  во всех точках радиуса объема. Аналогичный характер проникновения магнитного возмущения в замагниченную плазму наблюдался и в работе [225].

При концентрациях  $n_0 \geq 8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> ( $n_0$  измерялась методом СВЧ-интерферометрии при длине волны  $l = 2$  или 4 см), типичном для экспериментов по ударным волнам [6; 98] на расстояниях 2-2,5 см от стенки рабочего объема происходит разделение полного тока на два слоя (рис. 3.17б). При дальнейшем распространении к оси пространственное разделение достигает двух толщин фронта лидирующего возмущения, размер которого при этом постоянен и равен

$D \approx 10 \frac{c}{W_{pe}}$ . Амплитуда магнитного поля за фронтом первого токового слоя  $B_2$  в

момент разделения составляет от 350 до 450 Гс и остается примерно постоянной на размере регистрации. Скорость движения переднего фронта вблизи стенки очень высокая ( $\approx 10^8$  см/с), затем уменьшается и стабилизируется на некотором уровне (см. рис. 3.17). С увеличением  $n_0$  расстояние от стенки, на котором параметры переднего скачка становятся квазистационарными, уменьшается.

Для случаев с более высокой концентрацией разделения магнитного возмущения на два слоя не наблюдается. Формируется токовый слой шириной

$D \approx (10 \div 20) \frac{c}{W_{pe}}$  (рис. 3.17 в) с квазистационарной амплитудой магнитного

поля до 700-800 Гс и скоростью, которая определяется динамическим давлением потока налетающей плазмы [139].

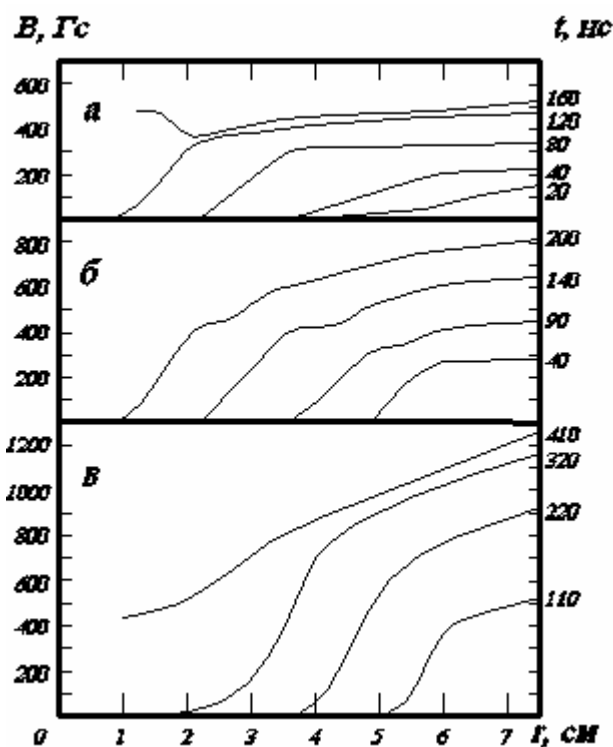


Рис. 3.17. Типичные радиальные профили магнитного поля для разных моментов времени:

$B_0 = 260$  Гс; а)  $n_0 = 1,7 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ;

б)  $n_0 = 3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ; в)  $n_0 = 9,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$

На характер движения ионов в токовом слое определяющее внимание оказывает скачок электростатического потенциала  $\chi$ . Для нахождения величины  $\chi$  с помощью двух плавающих электрических зондов с внутренним сопротивлением  $R_3 = 12$  кОм на тех же радиусах, что и магнитные измерения, проводилась регистрация амплитуды потенциала. Результаты измерений в случае  $B_0 = 260$  Гс приведены на рис. 3.20.



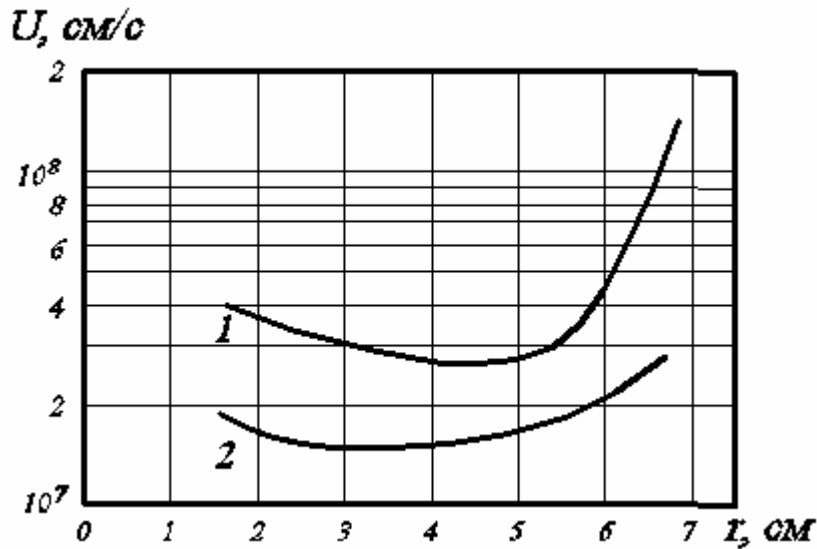


Рис. 3.18. Изменение скорости движения токового слоя при движении его по радиусу:  $B_0 = 260$  Гс; 1)  $n_0 = 3,2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>; 2)  $n_0 = 6,1 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>

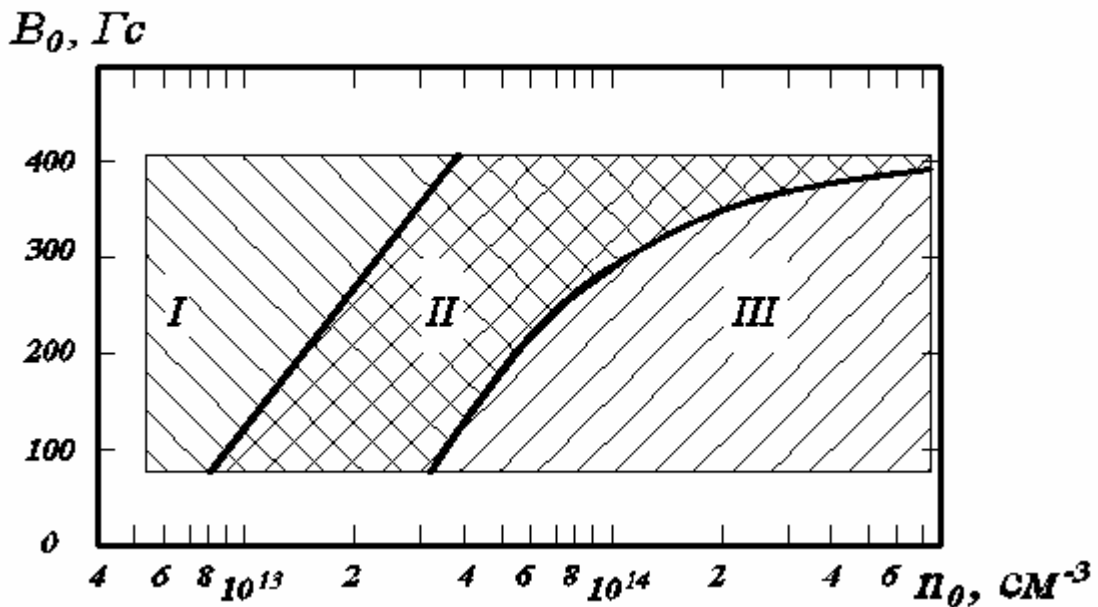


Рис. 3.19. Диаграмма режимов формирования магнитного возмущения:

I – зона диффузионного проникновения магнитного поля;

II – область существования магнитозвуковой ударной волны;

III – зона формирования отражающего поршня

Для  $n_0 < 2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует зоне I рис. 3.19,  $x$  составляет величину от 0,1 до 0,15, причем с уменьшением концентрации падает. В диапазоне  $2 \times 10^{13} \leq n_0 \leq 7 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> (зона II на рис. 3.19) для переднего скачка  $x$  растет с увеличением  $n_0$  от 0,15 до 0,7, что согласуется с работой [98]. Когда  $n_0 \geq 7 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> (область III на рис. 3.19)  $x$  стремится к 1. Для других значений  $B_0$  в исследованном диапазоне поведение  $x$  аналогично.

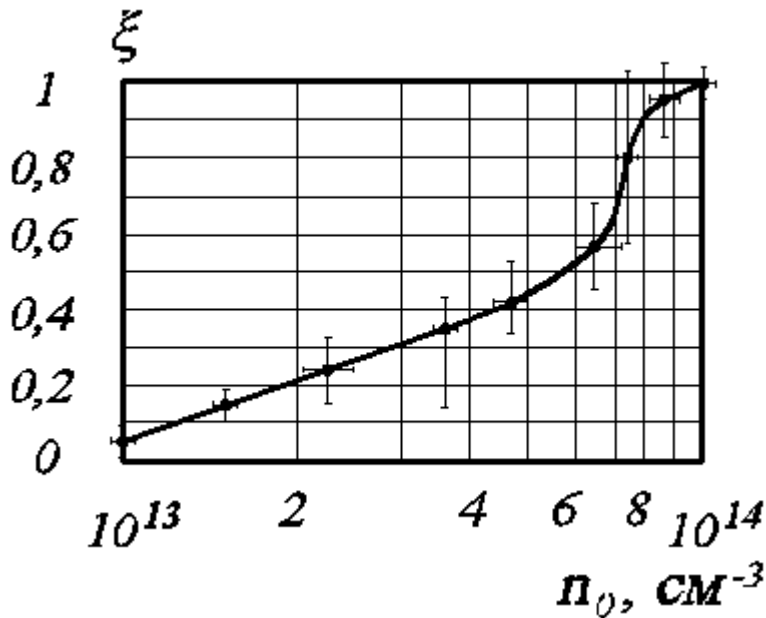


Рис. 3.20. Зависимость относительной величины скачка потенциала  $\xi$  от начальной концентрации плазмы.  
 $B_0 = 260 \text{ Гс}$

С целью определения динамики поведения ионов в различных режимах распространения магнитного возмущения были проанализированы функции распределения протонов. Все измеренные в одном «выстреле» с помощью восьмиканального энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки спектры ионов имели максвелловскую низкоэнергетичную часть и хвост более энергичных частиц. Сигналы анализатора надежно привязывались к особенностям магнитной структуры, регистрируемой магнитными зондами с открытой петлей одновременно со спектрами. Низкоэнергетичная часть функции распределения была сдвинута по энергии как целое на величину  $E_H \leq \frac{MU^2}{2}$ . В диапазоне начальных параметров, отвечающих зоне I рис. 3.19, как и ожидалось, величина выноса функции распределения меньше 100 эВ, что много меньше  $E_H$ , указывая на слабое увлечение ионов магнитным возмущением. В этом режиме отраженные ионы отсутствуют.

В зоне III по  $B_0, n_0$  в ионных спектрах присутствует заметная от полного числа доля отраженных частиц. Здесь движение токового слоя определяется динамическим давлением налетающей плазмы.

В диапазоне II (рис. 3.19) сдвиг низкоэнергетической части функции распределения соответствует скорости ионов за фронтом МЗУВ  $V_i = U \left( 1 - \frac{1}{h} \right)$ , где  $h$  – относительный скачок магнитного поля на ударной волне. Регистрируется некоторое количество, изменяющееся при вариации  $M_A$ , отраженных ионов.

Температура основной массы частиц за фронтом, определенная по максвелловской части функции распределения, была в пределах (15÷60) эВ.

Совместный анализ результатов зондовых измерений и характеристик ионных функций распределения позволяет сделать следующее заключение:

- наблюдается различный характер проникновения магнитного поля в плазму при изменении ее начальных параметров;
- если  $n_0$  мала при фиксированном магнитном поле (зона I, рис. 3.19), наблюдаются диффузионные профили; увлечение вещества при этом незначительно; отраженные ионы не регистрируются;
- в диапазоне  $B_0, n_0$ , соответствующих области III (рис. 3.19), формируется отражающий поршень;
- ударная волна существует в диапазоне II между зонами I и III;
- рост  $B_0$  сопровождается расширением набора значений начальных концентраций, при которых формируется МЗУВ.

Идентификация ударной волны в лабораторных экспериментах проводилась по следующим признакам:

- 1) наблюдается отщепление токового слоя от магнитного поршня;
- 2) есть поток плазмы через токовый слой, что определяется по выносу функции распределения протонов на величину  $\sim V_i$ ;
- 3) существуют скачки магнитного поля, электростатического потенциала;
- 4) наличие диссипации: регистрируется нагрев и отражение ионов во фронте магнитного возмущения;
- 5) величины  $B, j, U$  сохраняют неизменные в пределах (10 ÷ 15)% величины на размере, превышающем ширину фронта магнитного возмущения.

**Энергетический спектр ионов.** Сигналы с детекторов восьмиканального энергоанализатора регистрируются в виде одного–двух пиков длительностью (50÷150) нс, разнесенных между собой на (30÷100) нс при разных начальных условиях (параметрах начальной плазмы). Обычно первый всплеск соответствует моменту, когда МЗУВ еще не дошла до входной апертуры (трубки) энергоанализатора, второй – моменту прохождения ударной волны. Кроме такой «длиннопериодной» модуляции, каждый из пиков может, в свою очередь, формироваться несколькими «элементарными» всплесками, максимумы интенсивности которых разнесены на (10÷40) нс. В соответствии с такой сложной струк-

турой сигналов и изменяющимся относительным положением сигналов от частиц с различной энергией, наблюдается многообразие форм энергетических спектров. Типичные распределения для малых ( $\leq 3$ ) и больших  $M_A$  приведены на рис. 3.21.

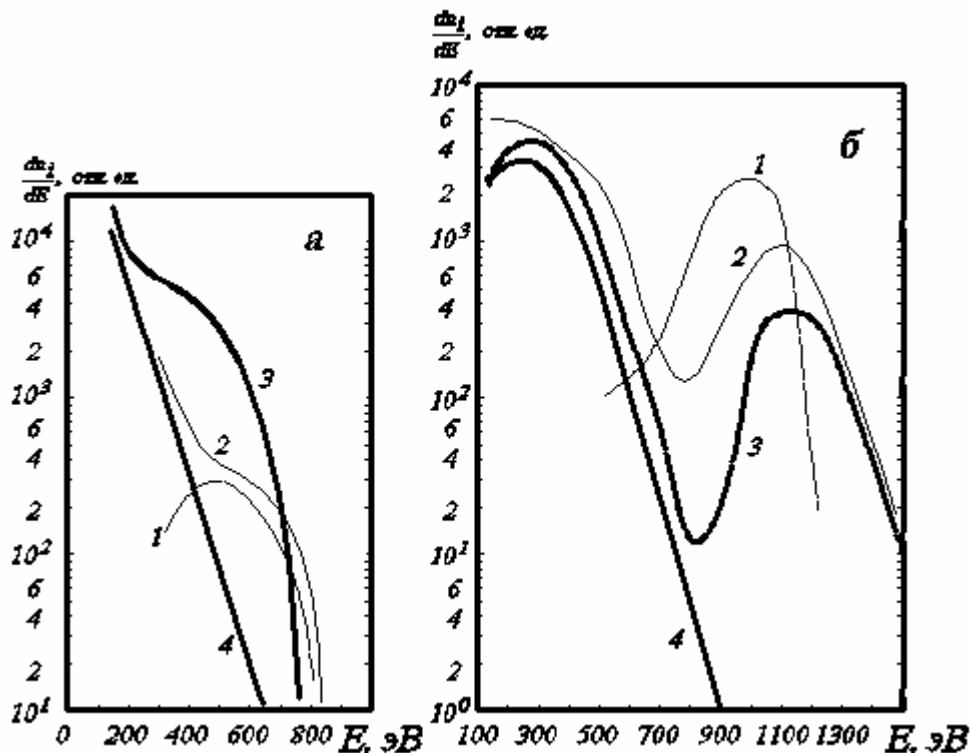


Рис. 3.21. Типичные распределения протонов по энергии

а)  $M_A = 2,1, M_S = 3,1, B_0 = 380$  Гс,  $n_0 = 8 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>;

б)  $M_A = 3,6, M_S = 4,5, B_0 = 160$  Гс,  $n_0 = 3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>

Непосредственно перед фронтом МЗУВ наблюдаются ионы, обогнавшие ударную волну. Основная часть из них имеет энергию, удовлетворяющую соотношению:  $E_{omp} \approx M(U + V_j)^2 / 2$ , где  $V_j = \sqrt{\frac{2ej_2}{M}}$ ; некоторую долю составляют частицы с тепловыми скоростями  $V_{2Ti} > U$  (кривые 1, рис. 3.21). Кривые 2, 3 построены для области внутри фронта ударной волны. Временной промежуток между ними составляет 25–30 нс. При малых  $M_A$  пучок отраженных частиц имеет релаксированный вид, и по мере приближения к точке максимальной амплитуды  $B_2$  магнитного поля во фронте (кривая 3, рис. 3.35), энергия направленного движения частиц пучка уменьшается. Для ударных волн с большими  $M_A$  распределения ионов по энергии сохраняют пучковый вид на всей ширине фронта (кривые 2, 3, рис. 3.21 б).

Отраженные частицы наблюдаются во всех точках фронта магнитного профиля и в области непосредственно за ним, протяженной во времени на (20÷30) нс. Спектры вне области регистрации отраженных частиц (кривые 4, рис. 3.21) имеют максвелловский вид (прямые линии в полулогарифмическом масштабе). По этим распределениям и определялась температура ионов  $T_{i2}$  за фронтом ударной волны.

На рис. 3.22 (кривая 1) приведена зависимость  $T_{i2}$  от числа Маха. Несмотря на большой разброс экспериментальных точек, можно сказать, что  $T_{i2}$  с ростом  $M_A$  уменьшается с  $T_{i2} \gg 50$  эВ при  $M_A \gg 2$ , достигая значений  $\gg 20$  эВ, когда  $M_A \gg 5$ .

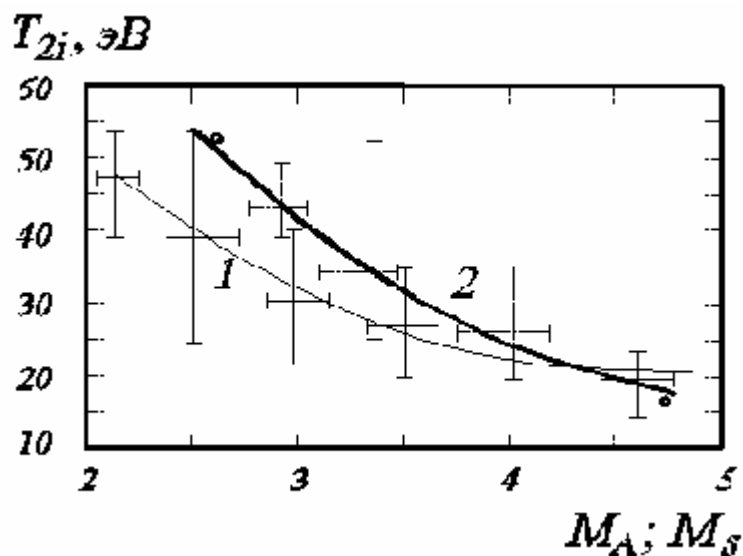


Рис. 3.22. Зависимость температуры ионов за фронтом МЗУВ от альфвеновского и магнитозвукового чисел Маха

Важной характеристикой ударных волн является эффективность  $z$  преобразования энергии направленного движения потока частиц через МЗУВ в тепловую энергию ионов –  $V = \frac{2T_{i2}}{MU^2}$ . Зависимость  $V = f(M_A)$  представлена кривой 1 на рис. 3.23. Так же как и график  $T_{i2} = f(M_A)$ , данная кривая, падающая при росте  $M_A$ .

Измеренные  $T_{i2}$ , особенно при малых  $M_A$ , превышают нагрев как за счет адиабатического сжатия ( $\leq 8$  эВ), так и за счет подогрева в области токовой ионно-звуковой неустойчивости (5÷10 эВ). В связи с этим естественным является вопрос о причине нагрева.

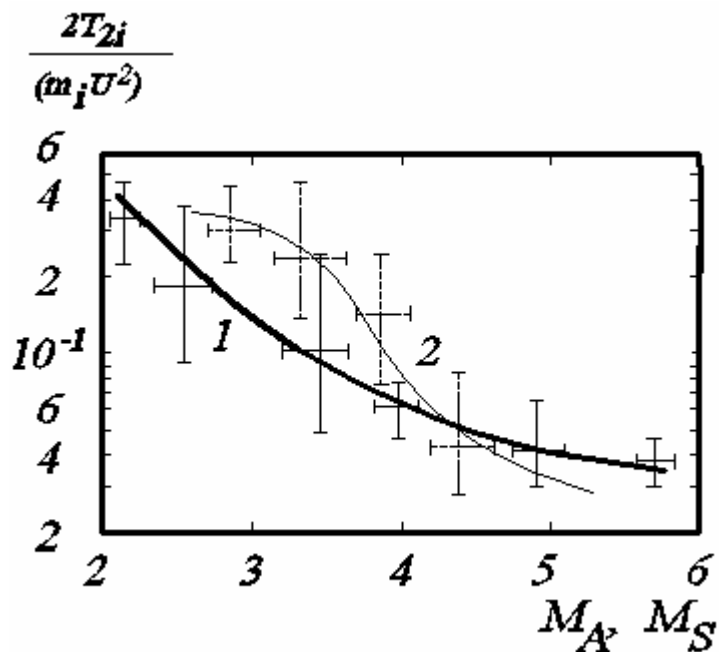


Рис. 3.23. Зависимости эффективности преобразования энергии направленного движения МЗУВ  $z$  в тепловую энергию протонов от чисел Маха  $M_A$  (кривая 1) и  $M_S$  (2)

Наличие во фронте МЗУВ потоков ионов, движущихся друг относительно друга со скоростью  $V_i \leq V_d \leq U + V_j$ , зарегистрированном во всем исследованном диапазоне начальных параметров, позволяет сделать предположение о возможности раскачки на масштабе фронта в результате неустойчивости относительно движения двух встречных потоков ионов коротковолновых ионно-звуковых колебаний [111; 55]. Характер взаимодействия ионных потоков существенно зависит от соотношения  $\frac{V_d}{C_S}$ . При  $\frac{V_d}{C_S} \leq 3$  пучок раскачивает колебания преимущественно вдоль  $\dot{V}_d$  и поэтому эффективно тормозится, нагревая основной поток. Если  $\frac{V_d}{C_S} \gg 3$ , колебания почти перпендикулярны к  $\dot{V}_d$ , что приводит к рассеянию пучка по углам без потери частицами энергии. В промежуточной области оба этих процесса происходят одновременно.

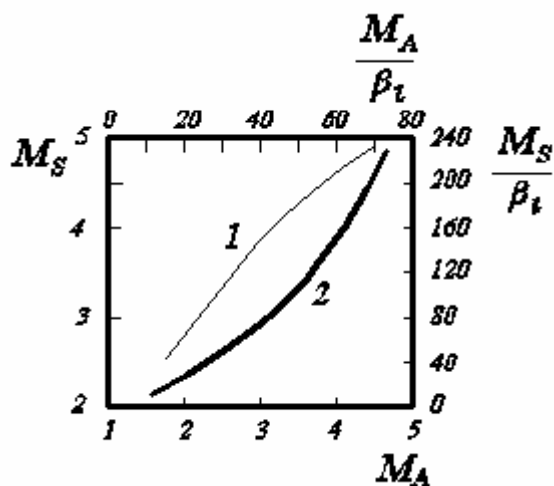
В специализированном эксперименте взаимодействие ионного пучка с плазмой без магнитного поля и с продольным магнитным полем исследовалось авторами работ [63; 123]. Прохождение ионного пучка через плазму сопровождалось возбуждением колебаний ионно-звуковой природы с частотами  $w \leq w_{pi}$ . Установление плато на функции распределения, торможение ионов пучка и нагрев плазмы наблюдались только при достаточно малых его энергиях и в усло-

виях, максимальных из достигаемых в эксперименте температур электронов. Понижение  $T_e$  сопровождалось уменьшением степени деформации функции распределения и рассеянием ионов пучка по углам.

В связи с этим была поставлена задача проследить изменение  $T_{2i}$  и  $z$  в зависимости от  $M_S = \frac{V_d}{C_{2S}}$ , где  $V_d \approx V_i$ ,  $C_{2S} = \sqrt{\frac{T_{2e}}{M}}$ ,  $T_{2e}$  – максимальная температура электронов в МЗУВ (в точке максимальной амплитуды  $B_2, j_2$ ). При вычислении  $C_{2S}$  не учитывался подогрев ионов, поэтому величины  $M_S$ , вычисленные нами, могут быть несколько завышенными. Температура электронов в данном эксперименте не измерялась, а определялась по измеренным значениям  $B_0, n_0, h$  из графика  $\frac{4pT_{2e}}{B_0^2} = f(h)$ , приведенного на рис. 2 работы [146], полученного на

аналогичной установке (УН-4). Плотность частиц за фронтом МЗУВ определялась как  $n \approx n_0 h$ . Температура электронов в работе [145; 146] измерялась методом локальных диамагнитных зондов (см. также статью [102]). В результате оказалось возможным построить оценочные графики зависимостей  $T_{2i}$  и  $z$  от  $M_S$  – кривые 2, соответственно, на рис. 3.22 и 3.23 и  $M_S$  как функцию  $M_A$  – рис. 3.24, кривая 1. При превышении величины  $M_S = 3,5-4$  амплитуды  $T_{2i}$  и  $z$  достаточно быстро уменьшаются; в то же время  $M_S$  возрастает при увеличении  $M_A$ .

Анализируя вид функций распределения при различных вычисленных описанным выше образом  $M_S$ , можно сделать вывод, что спектры с релаксированным пучком и высокой  $T_{2i}$  реализуются при меньших  $M_S$  (для рис. 3.21а  $M_S \gg 3,1$ ). Пучковые распределения и слабый нагрев присущи режимам с более высокими  $M_S$  (для рис. 3.21б  $M_S \gg 4,5$ ). Числа  $M_S \gg 3,5-4$  и  $M_A \gg 3$  являются переходными в смысле изменения режимов ион-ионного взаимодействия.

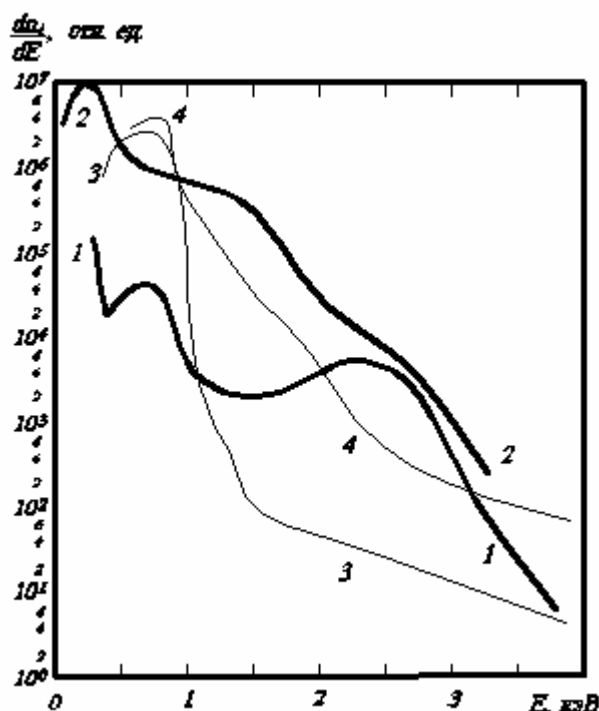


режимными в смысле изменения режимов ион-ионного взаимодействия.

3.24. Зависимость ионно-звукового числа Маха от альфвеновского (кривая 1) и соотношения между нормированными на отношение теплового ионного давления к магнитному чисел  $M_S$  и  $M_A$  (2)

**Сравнение с данными спутниковых измерений.** На начальном этапе изучения плазменных токовых слоев анализ полученных со спутников данных осуществлялся на основе выводов, установленных в лаборатории. С одной стороны, использовались идеи и развитая теория, с другой – модельный перенос свойств. Возможности и рамки модельного переноса были определены и обоснованы в работах [41; 153; 162; 167; 183; 238]. Более подробно мы об этом уже говорили в начале книги. Данные по околоземной и межпланетной МЗУВ, приведенные в работах [253; 254; 256; 298; 342 и т.д.], обрабатывались нами по той же методике, что и результаты лабораторного эксперимента. Одномерные [298] и двумерные в остальных работах функции распределения протонов по скоростям перестраивались в распределения по энергиям, причем для функций, представленных в исходных данных в двумерном пространстве скоростей, строились энергетические спектры как по направлению движения основного потока плазмы, так и по мгновенным направлениям движения пучков гировращающихся ионов (рис. 3.25).

Температура ионов  $T_{2i}$  основной массы протонов (ядра функции распределения) определялась по участку энергетического спектра, аппроксимированному изотропным максвелловским распределением в области низких энергий, где нет отраженных частиц, сдвинутым на величину направленной энергии, которая определялась по кривым  $f(\mathbf{v})$ ,  $f(\mathbf{v}, \mathbf{j})$ , где  $\mathbf{j}$  – угол в плоскости эклиптики между вектором скорости потока плазмы и направлением на Солнце. Значения остальных плазменных параметров брались из приведенных в перечисленных



работах  $q_{Vn}$  и временных профилей  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $B$ ,  $q_{Bn}$  ( $q_{Vn}$  – угол между  $\hat{n}$  и  $\hat{V}_{SW}$ ). Величина скорости относительного движения ионных потоков  $V_d$  определялась из контуров  $f(\mathbf{v}, \mathbf{j})$  путем алгебраического сложения векторов скоростей движения основного потока плазмы и групп гировращающихся ионов в разных точках фронта МЗУВ.

Рис. 3.25. Распределения ионов по энергии (спутник ISEE 2):



кривая 1 – энергетический спектр протонов за фронтом околоземной МЗУВ 27 августа 1978 г., 20:08:00 UT; 2 – то же для 7 ноября 1977 г., 22:52:13 UT; 3 – энергетический спектр протонов за фронтом межпланетной МЗУВ 30 ноября 1979 г., 07:34:03 UT; 4 – то же, 07:38:12 UT.

Обрабатываемые данные относятся к периоду низкоскоростного ( $V_{SW} \leq 4,2 \cdot 10^7$  см/с) солнечного ветра, исходное распределение протонов по энергии для которого на орбите Земли имеет вид практически изотропного максвелловского распределения с  $T_{\perp} = T_{\parallel} = (5 \div 10)$  эВ (температуры вдоль и поперек межпланетного магнитного поля). Повышенное содержание высокоэнергичных частиц в солнечном ветре при этом не наблюдалось, по крайней мере, на уровне интенсивности, меньшей на 3 порядка, чем интенсивность протонов, движущихся с  $\dot{V}_{SW}$  [291].

На необходимость учета ион-ионного взаимодействия в перечисленных событиях указывает ряд обстоятельств. Во всех построенных спектрах присутствуют отраженные и гировращающиеся частицы (см. рис. 3.25). Величина  $T_{2i}$  превышает уровень, определяемый адиабатическим нагревом. Расчетные траектории гировращающихся ионов для области во фронте и за фронтом околоземной МЗУВ не совпадают с действительными – расчет дает более высокие скорости [342].

Важным параметром, определяющим эффективность ион-ионной неустойчивости, является величина  $b_i$  (отношение теплового ионного давления к давлению магнитного поля перед фронтом МЗУВ [286]). Число отраженных ионов растет с увеличением начальной концентрации и температуры ионов. Для описанных выше лабораторных ударных волн  $b_i \ll 1$ . В космосе  $b_i$  изменяется в широких пределах, поэтому при обработке спутниковых данных  $M_A$  и  $M_S$  нормировались на  $b_i$  (количество данных было не достаточно, чтобы построить семейство кривых с разными фиксированными  $b_i$ ). При вычислении величины  $z$  из-за трудности определения  $q_{Vn}$  в качестве  $U$  использовались значения  $\dot{V}_{SW}$ . Результаты обработки приведены на рис. 3.24–3.27.

Зависимости приращения температуры ионов  $\Delta T_i$  во фронте МЗУВ, эффективности  $z$  от  $\frac{M_A}{b_i}$  и  $\frac{M_S}{b_i}$  (рис. 3.26, 3.27) – убывающие. Величина  $\frac{M_S}{b_i}$  рас-

тет при увеличении  $\frac{M_A}{b_i}$  (рис. 3.24, кривая 2). Типичные энергетические спектры протонов для области непосредственно за фронтом МЗУВ приведены на рис. 3.25. Кривая 1 (данные 27 августа 1978 г., момент 20:08:00 UT, сечение по линии наибольшего выделения гировращающихся пучков ионов, около  $7^\circ$  от оси Солнце – Земля – рис. 12 из работы [342]) соответствует максимальным из вычисленных значениям  $\frac{M_S}{b_i}$  и  $\frac{M_A}{b_i}$ . За фронтом МЗУВ явно выделены два пучка ионов на энергиях около 700 и 2200 эВ. Кривая 2 (от 7 ноября 1977 г., 22:52:13 UT, сечение вдоль оси, направленной на центр пучка, лежащего в верхней полуплоскости, – рис. 14 из работы [342]), построена при минимальных  $\frac{M_S}{b_i}$ ,  $\frac{M_A}{b_i}$  и имеет вид распределения с релаксированным пучком.

Подтверждением определяющей роли параметра  $M_S$ , на наш взгляд, являются результаты, полученные авторами работы [253], измерившими плазменные параметры солнечного ветра (СВ) в период доальфвеновского, но сверхзвукового по  $C_S$  солнечного ветра. Плазма в переходной области солнечный ветер – магнитосфера сжимается, греется, замедляется относительно плазмы СВ и движется внутрь магнитосферы. В то время как величина магнитного поля возрастает в 1,8 раза, температура ионов увеличивается в 10 раз по сравнению с  $T_{CB}$ , превышая величину адиабатического нагрева, т.е. возмущение имеет характер ударной волны. Как следует из графиков, приведенных на рис. 7

цитируемой работы, величина  $\frac{M\langle V_2^2 \rangle / 2}{MV_{SW}^2 / 2}$  изменяется во время доальфвеновского солнечного ветра в пределах  $0,33 \div 0,6$  и превышает соответствующие значения для упоминавшихся выше пересечений. Число высокоэнергичных частиц в хвосте функций распределения, определенное по спектрам, представленным на рис. 6 этой работы, одного порядка как для доальфвеновского, так и сверхальфвеновского ветра. Явно выделена на всех распределениях и область, соответствующая  $E_{отр}$ .

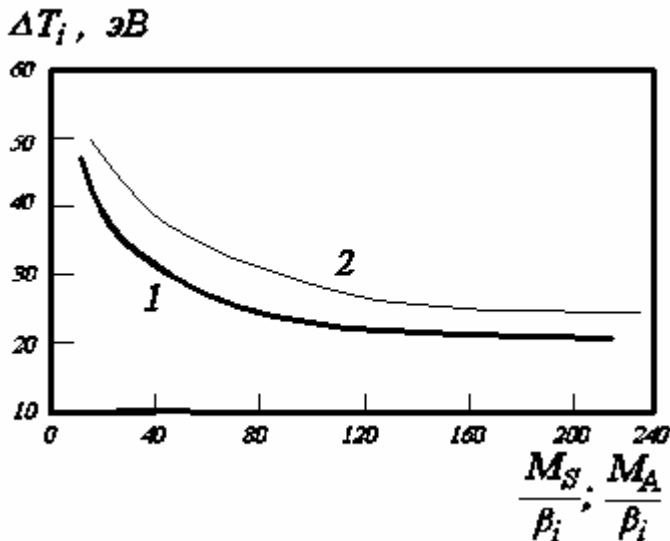


Рис. 3.26. Зависимости приращения температуры ионов  $\Delta T_i$  во фронте околоземной МЗУВ от  $\frac{M_A}{b_i}$

(кривая 1) и  $\frac{M_S}{b_i}$  (2)

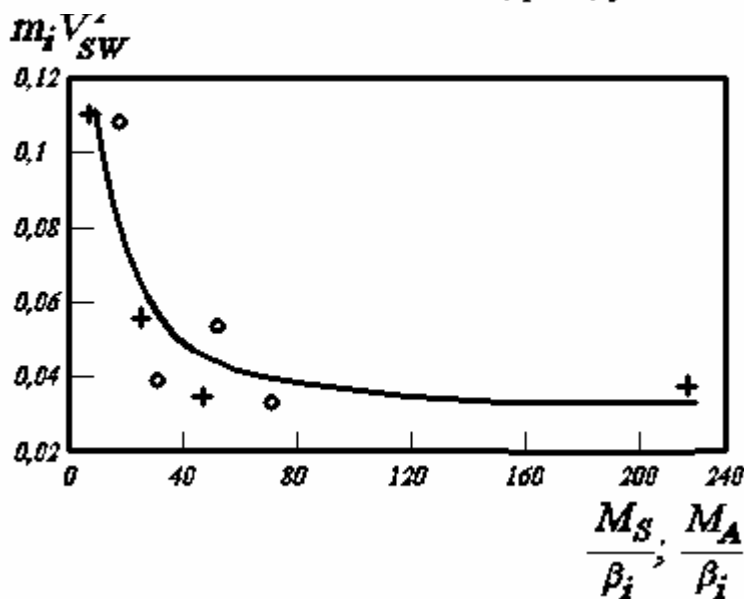


Рис. 3.27. Зависимости эффективности преобразования энергии направленного движения солнечной плазмы в тепло  $Z$  для околоземной МЗУВ

от  $\frac{M_A}{b_i}$  (кружки) и  $\frac{M_S}{b_i}$

(крестики)

Аналогичное значение

имеет и то, что максимальное торможение гировращающегося пучка ионов  $\frac{V_{bl} - V_d}{V_{bl}}$  ( $V_{bl}$  – скорость пучка перед фронтом МЗУВ) наблюдается при малых

$M_S$ . Действительное число отраженных МЗУВ ионов, по-видимому, гораздо больше количества в (1÷3)%, регистрируемого перед ударной волной. Иллюстрацией к этому является резкое, примерно на 2 порядка, возрастание по сравнению

с областью перед МЗУВ величины  $\frac{dn_i}{dE}$  в окрестности  $E_{отр}$  во фронте меж-

планетной МЗУВ [254] – кривые 3 и 4 на рис. 3.25. Отраженные во фронте ударной волны с малыми  $M_S$  ионы, вероятно, резко тормозятся, нагревая при этом ядро функции распределения ионов.

**Роль отраженных ионов в формировании структуры МЗУВ.** Отраженные ионы экспериментальными методами наблюдались для лабораторных МЗУВ в диапазоне  $1,6 \leq M_A \leq 6,1$ ; в космосе (по опубликованным данным) –  $1 \leq M_A \leq 12$ . В связи с этим отметим, что важная для процесса отражения величина  $x$  имеет наибольшее значение в случае малых  $M_A$ , достигая при  $M_A \gg 2$  значения  $x \gg 0,75$ . Рост  $M_A$  приводит к уменьшению  $x$  до  $x \sim 0,25$  при  $M_A \gg 6$  (см. рис. 3.28). Постепенный рост относительного числа отраженных ионов при увеличении  $M_A$  и тот факт, что скачок потенциала составляет все меньшую часть от кинетической энергии частиц, свидетельствует в пользу предположения о влиянии на отражение упругого рассеяния в области ион-ионного взаимодействия, уменьшающего поперечную скачку скорость ионов. С увеличением  $M_A$  растет величина  $E_K$  – полная энергия, получаемая ионами при коллективном взаимодействии (тепловая энергия ионов плюс кинетическая энергия отраженных частиц). Так при  $\frac{n_{отп}}{n_0} \approx 0,25$  энергосодержание в отраженных ионах сравнимо с энергией налетающего плазменного потока.

Вопрос об отражении ионов ударной волной традиционно связан с понятием до- и сверхкритических МЗУВ. Критерием перехода через  $M_{CI}$  в лабораторной плазме с ее небольшими размерами стало появление подножия на профиле магнитного поля, что увязывалось с наличием отраженных ионов перед фронтом ударной волны, преимущественного нагрева ионов, а не электронов, как было в докритической МЗУВ. Вопрос этот оказался не таким простым.

При изучении космических МЗУВ был сделан вывод о плавности перехода от до- к сверхкритическому режиму. Была обнаружена одинаковость профилей шума в области ионно-звуковых частот (562 кГц) в до- и сверхкритических МЗУВ. Для обоих режимов колебания появляются далеко перед ударной волной, нарастают в области подножия, которое на профиле магнитного поля регистрируется только для сверхкритической МЗУВ, затем претерпевают резкий скачок в рампе магнитного поля [255; 293]. Зона пространственной локализации колебаний отождествляется с областью, где существуют отраженные, ушедшие от рампы ионы для МЗУВ с любыми числами Маха. Вопрос о подножии на магнитном профиле в докритическом режиме требует дополнительного изучения.

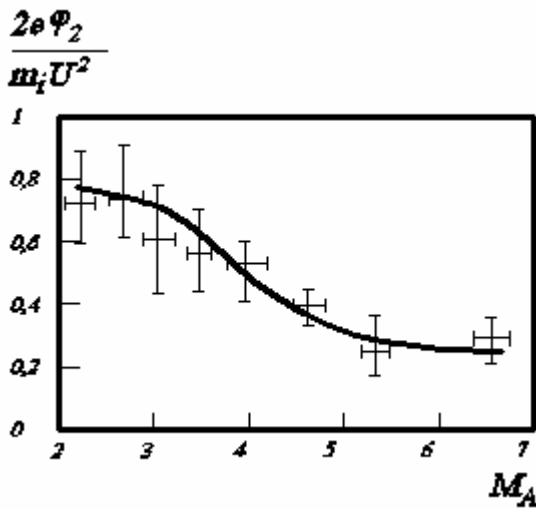


Рис. 3.28. Зависимость относительного скачка электростатического потенциала  $\chi$  от числа Маха  $M_A$  для лабораторной МЗУВ

Для околоземной и межпланетной МЗУВ показано, что в докритических ударных волнах неадиабатический нагрев ядра функции распределения превышает

электронный нагрев и идет, в основном, в области скачка, а не подножия в поперечном к магнитному полю направлении (вдоль  $V_d$ ; одномерный нагрев) [358]. Природа нагрева ионов при малых числах Маха остается нерешенной проблемой, в связи с этим предлагается внимательно изучить влияние отраженных ионов на этот процесс [371]. Возможно, необходимо эффект ион-ионного взаимодействия рассматривать отдельно в области перед фронтом и во фронте МЗУВ.

Для гелиосферных МЗУВ с временем жизни  $t \gg w_{ci}^{-1}$ , по-видимому, характерно сосуществование двух видов электростатических волн, возбуждаемых движущимися друг относительно друга ионными потоками: в диапазоне ионно-звуковых частот и в области частоты нижнего гибридного резонанса. С увеличением  $M_A$  (при фиксированном  $b_i$ ) роль низкочастотных колебаний возрастает и для сильных МЗУВ является определяющей [71]. В экспериментах с  $t \leq w_{ci}^{-1}$ , к которым относятся подавляющее большинство лабораторных, в том числе и проведенных нами, воздействие коротковолновых колебаний вносит основной энерговклад в ионы.

**О тонкой структуре отражения и рассеяния ионов.** При пересечении околоземной МЗУВ регистрируются частицы, движущиеся под разными углами по отношению к нормали  $\hat{n}$  к фронту ударной волны. Поэтому была поставлена задача определения в лабораторных условиях источника такого рода ионов. Сигналы при измерениях в радиальном направлении для различных режимов даны на рис. 3.29, 3.30. В случае  $n_0 \approx 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $n_0$  контролировалась тройным ленгмюровским зондом; рис. 3.29) регистрировались опережающие МЗУВ протоны с энергиями до  $\sim 900 \text{ эВ} \sim E_{omp}$ . Когда  $n_0 < 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3.30), пик час-

тиц высоких энергий  $E \lesssim 4E_n$ , где  $E_n = \frac{MU^2}{2}$ , в дополнение к тепловым ионам появляется и во фронте ударной волны.

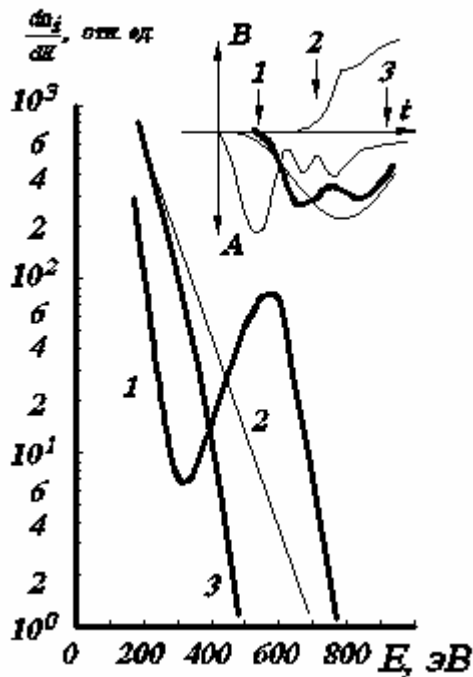


Рис. 3.29. Распределения протонов по энергии при радиальном пересечении МЗУВ (кривые 1–3) и типичные сигналы с магнитного зонда  $B(t)$  и трех каналов энергоанализатора  $A(t)$ , приведенные с учетом пролетного времени между входом в анализатор и детектором.

$$n_0 \approx 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}, B_0 = 212 \text{ Гс}$$

Измерения ионных спектров, кроме радиального направления, проводились и под фиксированными углами  $\alpha = \pm 35^\circ$  относительно  $\hat{n}$  в плоскости тока  $r - j$  (здесь  $r$  – радиус-вектор,  $j$  – азимутальный угол; ось установки – вдоль  $Oz$ ). С целью выявления возможного влияния направления магнитного поля на энергетические распределения, измерения спектров велись при разных ориентациях суммарного магнитного поля  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$ , определяющего направление индукционного тока в плазме. Структура сигнала в постановке  $\alpha = \pm 35^\circ$  (при обоих направлениях тока в плазме) совпадала со структурой в случае радиальных измерений. Излучение имело многопиковую форму с расстоянием между пиками по временной шкале, растущими с увеличением  $n_0$ . Проводились также измерения не в плоскости тока, а под углом  $45^\circ$  к  $\hat{n}$  в плоскости  $r - z$ . В этом направлении во всем диапазоне начальных плазменных параметров высокоэнергичные частицы не наблюдались.

Типичные распределения ионов по энергии при пересечении МЗУВ в радиальном направлении также показаны на рис. 3.29, 3.30. При больших начальных концентрациях перед фронтом регистрируются пучковые спектры (рис. 3.29, кривая 1). Во фронте и за ним распределения аппроксимируются максвелловскими спектрами (кривые 2, 3). В случае малых  $n_0$ , распределения отличаются от тепловых как перед, так и во фронте, и имеют различную форму хвоста

распределения (рис. 3.30, кривые 1–3). Релаксация к максвелловскому виду спектра идет за фронтом ударной волны (рис. 3.30, кривая 4).

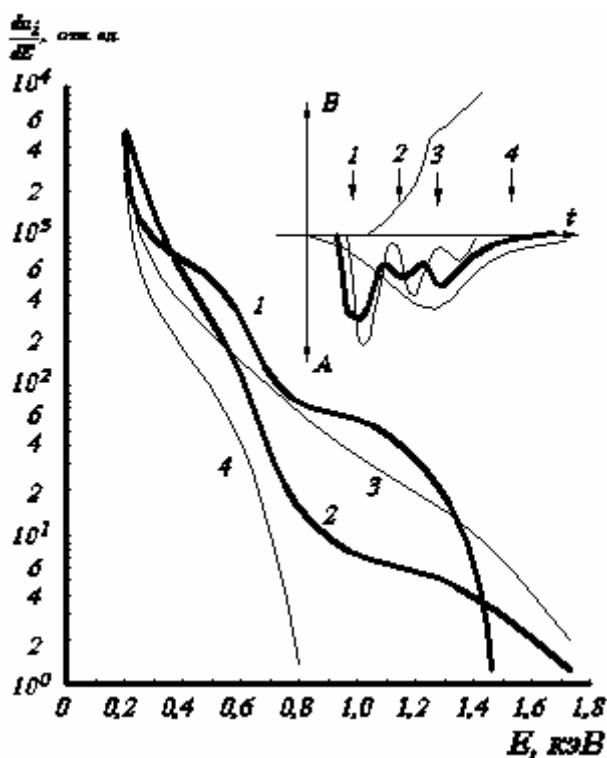


Рис. 3.30. Распределения ионов по энергии при радиальном пересечении МЗУВ (кривые 1–4), типичные сигналы с магнитного зонда  $B(t)$  и трех каналов энергоанализатора  $A(t)$ , приведенные с учетом пролетного времени между

входом в анализатор и детектором.  $n_0 < 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 212 \text{ Гс}$

На рис. 3.31 и 3.32, наряду с «радиальными» распределениями (кривая 1), приведены и распределения для протонов, движущихся под углом  $35^\circ$  к  $\vec{n}$ . В постановке, когда направление ларморовского вращения ионов в поле  $\vec{B}$  было от анализатора (кривая 2), условно,  $\alpha = +35^\circ$ , при обратном направлении  $\vec{B}$  (ларморовского вращения, тока во фронте волны) –  $\alpha = -35^\circ$  (кривая 3). Функции распределения содержат нетепловую высокоэнергичную часть. Перед фронтом МЗУВ максимальные энергии частиц, движущихся под углами  $\pm 35^\circ$  меньше «радиальных» энергий, а во фронте примерно одинаковы.

В предположении, что источником частиц, движущихся под углами  $\alpha$ , является радиальное направление, на рис. 3.33 показано изменение величины, характеризующей эффективность отклонения отраженных протонов от направления  $\alpha = 0^\circ$  – «сечение рассеяния»  $s = \frac{dn_i}{dE}(\alpha = \pm 35^\circ) / \frac{dn_i}{dE}(\alpha = 0^\circ)$  для опережающего МЗУВ сигнала (соответствует спектрам рис. 3.31). В постановке «по

ларморовскому вращению» (по току)  $S$  резко падает при  $E \approx 900$  эВ, тогда как при обратном направлении  $\vec{B}$  (против тока, против ларморовского вращения) зависимость более плавная.

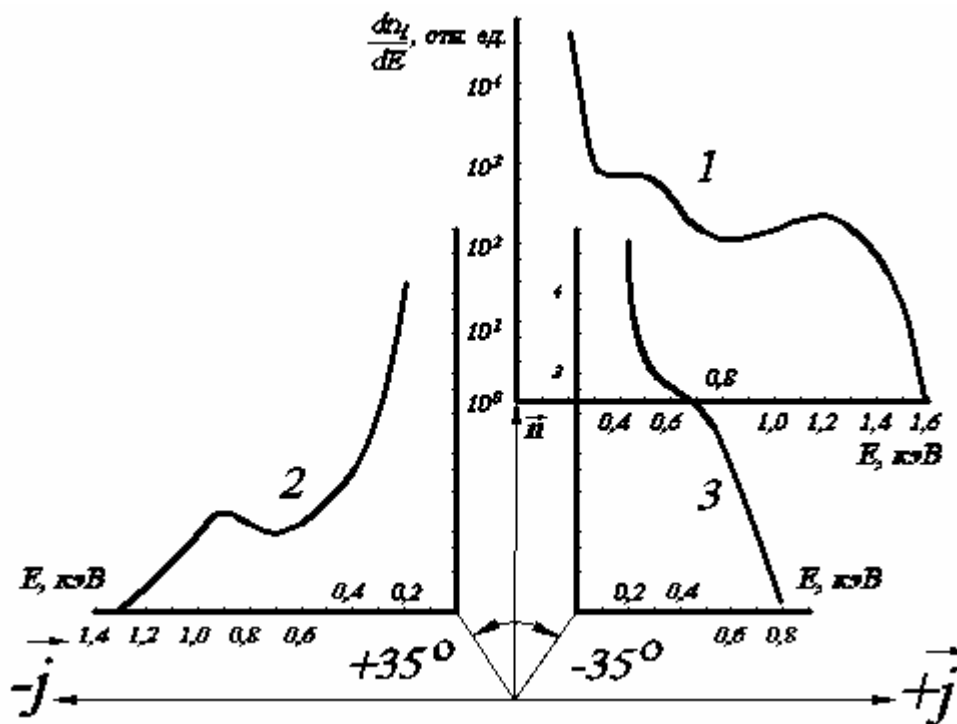


Рис. 3.31. Распределения ионов по энергии перед фронтом МЗУВ для радиального направления (кривая 1) и под углами  $\alpha = +35^\circ - 2$  и  $\alpha = -35^\circ - 3$ .  $B_0 = 212$  Гс,  $U = 2,5 \times 10^7$  см/с

С «тонкой» структурой ионного сигнала были сопоставлены измерения «быстрого» потенциала (внутренне сопротивление  $R_3$  двух электрических зондов составляло 240 Ом). Результаты потенциальных измерений представлены на рис. 3.34, где показана эволюция потенциала в МЗУВ на радиусе  $r = 3$  см при изменении  $n_0$ . Впервые наблюдались два изомагнитных скачка потенциала, сближающихся при уменьшении концентрации и увеличении скорости ударной волны  $U$ . Первый скачок находится в начале подножия МЗУВ, второй – за или во фронте ударной волны.

Появление скачков потенциала, в принципе, может быть следствием зарядки плавающего зонда пучком отраженных ионов до потенциала  $j$ , равного энергии пучка. Скорость роста заряда  $\frac{dq}{dt} = en_{OTP}V_{OTP}S = C \frac{dj}{dt}$  ( $S$  – площадь плоского электрода зонда,  $C \gg 2 \times 10^{-9}$  Ф). Для диаметра электрода зонда  $3 \times 10^{-2}$



см,  $E_{omp} = 1$  кэВ,  $n_{omp} = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>  $\frac{dj}{dt} \approx 5 \cdot 10^9$  В/нс. Эта величина меньше, даже

в пренебрежении электронной компенсацией заряда, величины  $\frac{dj}{dt}$  во фронте

МЗУВ без изомагнитного скачка ( $\frac{dj}{dt} > 7$  В/нс). Оценка для изомагнитного

скачка дает  $\frac{dj_{из}}{dt} \approx 30$  В/нс, что много больше  $\frac{dj}{dt}$ .

О регистрации одиночного изомагнитного скачка во фронте МЗУВ в диапазоне чисел Маха  $2,8 \leq M_A \leq 5,5$  сообщалось в работах [98]. Измерения проводились, в основном, при высоких  $n_0$  (до  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>) и  $B_0$  (до 2000 Гс) потенциальными зондами с  $R_3 = 200 \div 300$  Ом (в отличие от применявшихся в наших экспериментах, не был заэкранирован проводник, соединяющий плоский электрод зонда с  $R_3$ ). Амплитуда скачка сильно флуктуировала, особенно при  $M_A = 4,5 \div 5,5$ . Природа явления объяснялась в рамках дисперсии ионно-звуковых колебаний в окрестности  $C_{2S} = V_i$  и он определялся как электростатическая ударная волна с толщиной фронта в несколько  $d_e$ , разрушающаяся при  $M_S = \frac{U}{C_{S1}} = 1,6$  ( $U_i, C_{S1}$  – скорости налетающего потока плазмы и ионного звука перед скачком), что соответствовало  $M_A \gg 4,3, 6,2$ .

В связи с быстрым изменением  $T_i$  во фронте околосредней ударной волны, авторами работы [244] высказывалось предположение о существовании сверхтонких структур, внутри которых генерируется электростатическая турбулентность, греющая ионы. В 1982 году Формизано привел данные измерений электрического поля с борта ISEE 1, 2 при пересечении околосредней ударной волны (1978 г., день 6). В конце рампы был зарегистрирован изомагнитный ( $\frac{Dt_M}{Dt_{Dj}} \approx 8$ )

скачок потенциала  $Dj = 736$  В при  $\frac{MU^2}{2} = 1900$  эВ.

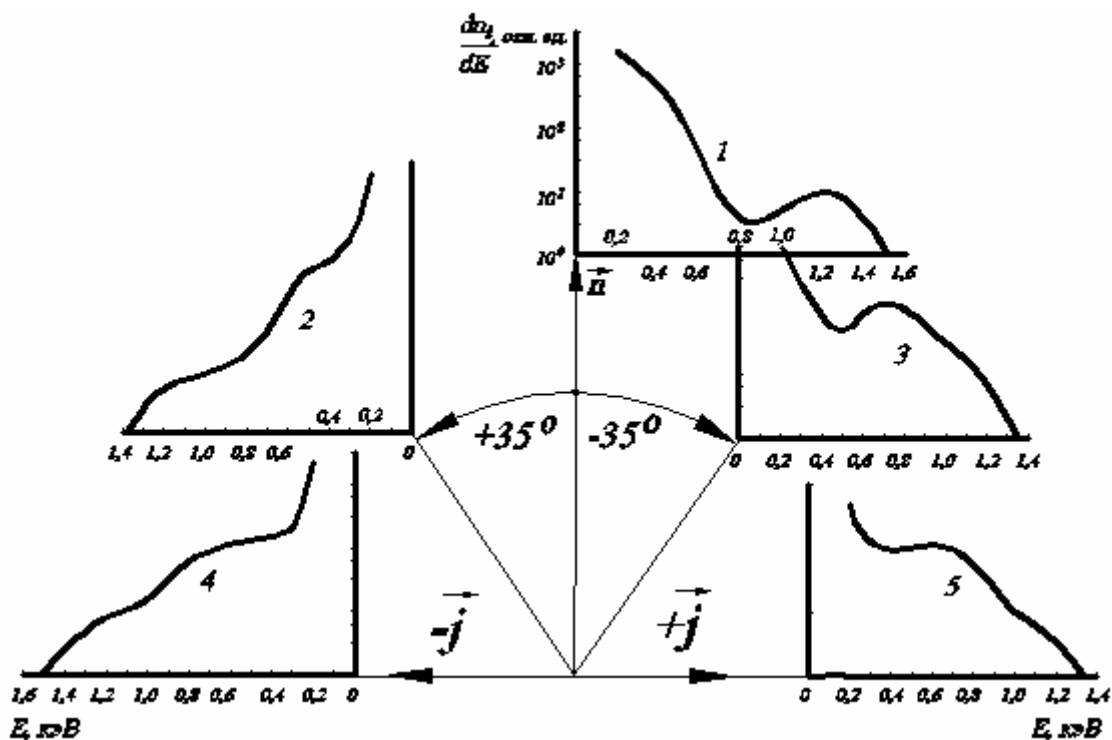


Рис. 3.32. Распределения ионов по энергии во фронте МЗУВ для направлений  $a = 0^\circ$  – кривая 1,  $a = +35^\circ$  – 2,  $a = -35^\circ$  – 3, вдоль фронта против тока – 4, вдоль фронта по току – 5.  $B_0 = 212$  Гс,  $n_0 = 2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$

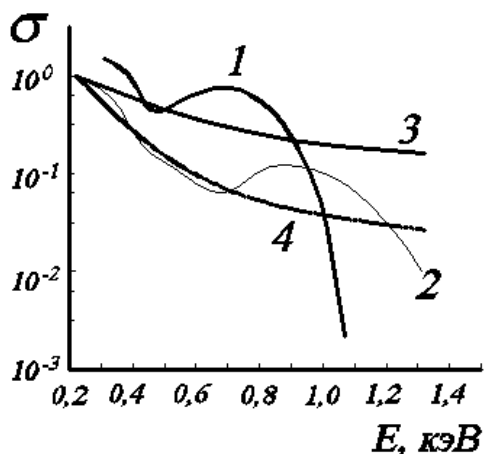


Рис. 3.33. Зависимость «сечения рассеяния»

$s = \frac{dn_i}{dE}(a = \pm 35^\circ) / \frac{dn_i}{dE}(a = 0^\circ)$  от энергии ионов. Перед фронтом МЗУВ. Кривая 1 –  $a = -35^\circ$ , 2 –  $a = +35^\circ$ , 3 –  $s \approx K/E$ , кривая 4 –  $s \approx K_1/E^2$  (кулоновское рассеяние).

$$B_0 = 212 \text{ Гс}, U = 2,5 \times 10^7 \text{ см/с}$$

В работе [99] причиной изомагнитного скачка была названа турбулентная ионная вязкость, возникающая в результате двухпоточковой коротковолновой ион-ионной неустойчивости.

Условия возбуждения ионно-звуковых колебаний при ион-ионной неустойчивости выполняются и в нашем случае. При этом энергия  $\frac{MV_d^2}{2} = W > T_e$  (в подножии, по оценкам,  $T_e \leq 10$  эВ, во фронте  $T_e \leq 60$  эВ). Торможение и рассеяние пучка по углам тогда происходит одновременно [111]. Рассеяние описы-

вается формулой  $\cos q_{\max} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \cdot \frac{C_S}{V_0}$ , где  $V_0$  – скорость пучка. Для условий излагаемых экспериментов  $q_{\max} \leq 80^\circ$ . Наличие частиц под углом  $35^\circ$ , таким образом, может быть следствием рассеяния на большие углы отраженных частиц в зоне ион-ионного взаимодействия перед фронтом МЗУВ. Сечение рассеяния падает с ростом энергии ионов быстрее чем  $1/E$  для направления по току и  $S \approx \frac{1}{E^2}$  – для направления против тока (рис. 3.33). В последнем случае, по видимому, эффект рассеяния частично компенсируется ларморовским вращением, которое собирает ионы в апертуру энергоанализатора.

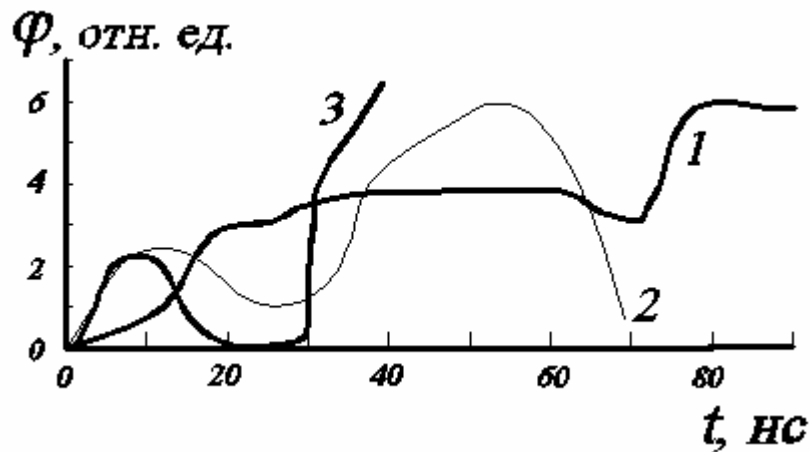


Рис. 3.34. Сигналы с потенциального зонда ( $R_z = 240$  Ом) при различных начальных плазменных параметрах. Кривая 1 –  $n_0 \gg 1 \times 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  
 2 –  $n_0 \gg 7 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ , 3 –  $n_0 \gg 4 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ .  $B_0 = 310$  Гс

Во фронте МЗУВ рассеяние происходит еще эффективнее (см. рис. 3.32), вероятно, потому, что скорости отраженных ионов оказываются сравнимыми с возросшими фазовыми скоростями колебаний. В условиях эксперимента это возможно при длинах волн колебаний  $10l_D \leq l \leq 100l_D$ . Дополнительное рассеяние происходит и в зоне токовой турбулентности.

Наличие двух пиков отраженных частиц в направлении  $35^\circ$  (перед и во фронте МЗУВ) означает существование двух зон рассеяния, определяемых двумя потоками ионов. Ими могут быть пучки частиц, отраженные от двух изомагнитных скачков потенциала. Скачки потенциала, являющиеся, в свою очередь, результатом взаимодействия отраженных частиц с плазмой перед и во фронте МЗУВ, движутся с разными скоростями и на размере  $Dr > D_M$  не являются стационарными формированиями. Меняется их радиальная скорость, ам-

плитуда и расстояние между первым и вторым скачком. Кроме того, при одних и тех же  $n_0$ ,  $B_0$  первый убегающий скачок потенциала на радиусе регистрации может наблюдаться, а может и не регистрироваться, являясь, возможно, следствием «мерцающего» отражения [143]. Интересна связь двойного изомагнитного скачка с W-структурами ионного потока, зарегистрированными в окрестности фронта околоземной МЗУВ [348]. Высокоапогейный спутник «Прогноз-8» (6,29; 6,05; 18,26  $R_E$ ) пересекал 11.02.1981 и 25.05.1981 г. ударные волны с  $M_A = 8,4$  и  $11,2$ ;  $M_S = 2,9$  и  $5,2$ , соответственно. Измерялась ионная функция распределения и колебания в нижнегибридном и ионно-звуковом диапазоне частот. На графиках электрического поля («волновая форма») в диапазоне частот  $0,01 \div 75$  Гц (ионные колебания – ионно-звуковые колебания) в подножии и в рампе регистрировались дипольные структуры электрического поля (уединенный скачок потенциала) амплитудой  $\sim 30$  мВ/м, названные авторами W-структурами. В подножии отмечался сначала линейно нарастающий, а затем насыщенный уровень колебаний в нижнегибридном диапазоне частот ( $5 \div 30$ )

Гц. Линейный размер структур оценивался как  $\frac{c}{W_{pe}}$  ( $\sim$  изомагнитный скачок);

полная величина скачка потенциала в структуре  $\sim 100$  В. Одновременно с ними наблюдались модулированные во времени (пространстве) всплески потока ионов в диапазоне ( $140 \div 4800$ ) эВ с модуляцией плотности  $\frac{Dn}{n} \approx 0,5$ , которые в

области рампа сопровождалась ростом интенсивности колебаний в диапазоне ионно-звуковых волн ( $630 \div 800$  Гц). Ионный спектр при появлении данных особенностей «деформировался»: появлялись дополнительные пучки и наблюдалось увеличение температуры ядра функции распределения (термализация ионов).

#### ***Численный эксперимент. Закономерности отражения ионов в МЗУВ.***

Как уже говорилось, в настоящее время в физике бесстолкновительных МЗУВ в плазме появились новые экспериментальные факты, не укладывающиеся в установившуюся (см., например, [215]) картину. Среди них – отражение и сильный нагрев ионов в ударной волне с малым (меньше критического) числом Маха  $M_A$  [168; 255], отражение части налетающего потока частиц и нагрев ионов ударной волной при скорости солнечного ветра меньше альфвеновской [253],

серфотронное ускорение ионов вдоль фронта ударной волны [17], ускорение электронов перед фронтом МЗУВ, уширение тепловой части электронной функции распределения [40; 70; 208; 239]. Многие из этих эффектов связывают с наличием ионов, отраженных от скачка электростатического потенциала во фронте волны [247; 253].

Выяснению закономерностей отражения части налетающего потока ионов во фронте МЗУВ посвящено много теоретических работ и численных экспериментов. Аккумулировавшими результаты этих исследований стали работы [285; 314].

В работе [285] рассматривалась поперечная МЗУВ (скорость ударной волны  $\dot{U}$  перпендикулярна начальному магнитному полю  $\dot{B}$ ), для которой были постулированы монотонный резистивный профиль фронта и отсутствие отражения при  $M_A$  меньше критического  $M_C$ , а для МЗУВ с  $M_A > M_C$  – профиль  $\dot{B}$  с подножием, формируемым отраженными ионами. Были рассчитаны траектории ионов в двумерном пространстве (но со скоростью вдоль фронта  $V_y = const$  в области скачка магнитного поля) для прямоугольной функции распределения. Определено число отраженных ионов  $n_b = (0,075 - 0,21)n_0$  при изменении  $M_A$  от  $4 \div 6$  до 16.

Автор работы [314] учитывал как поперечное поле в МЗУВ  $E_x = const$ , определяемое скачком потенциала шириной  $D$  и амплитудой  $j_m$ , так и продольное поле  $E_y = \frac{1}{c}UB$ , вызванное движением плазмы поперек  $\dot{B}(0,0,B)$ . Были найдены условия для одно- и многократного отражения при различных  $U$ ,  $\dot{B}$ ,  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $D$  и классифицированы орбиты частиц. Ионы были разделены на пролетные, отраженные однократно и отраженные многократно (захваченные).

В данном разделе для конфигурации электромагнитных полей, близких к наблюдаемым в МЗУВ, рассчитаны как траектории частиц, так и характеристики процесса отражения [112]. При этом среди физических величин, непосредственно определяющих движение ионов во фронте МЗУВ, был выделен параметр

$D = \frac{E_x}{E_y} = a(M_A)M_A$  к изменению которого количество отраженных частиц  $n_r$

наиболее чувствительно ( $a(M_A) = \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{c/w_{pe}}{D}$  в случае  $e j_m = \frac{MU^2}{2} = E_0$ ). По-

лучены количественные зависимости числа отраженных ионов и энергосодержания в отраженном пучке от  $D$ ,  $j_m$  и температуры ионов налетающей плазмы.

**Определение траекторий ионов.** Важным параметром при расчете траекторий отраженных частиц является ширина  $D$  фронта скачка электростатического потенциала. Прямые лабораторные измерения [98; 326] в калэмском Z-пинче, в тета-пинче «УН-4» и измерения авторов в тета-пинче «УН-Феникс» показывают, что для установившейся волны  $D \approx 0,5D_M$  и  $D \approx 5 \frac{c}{w_{pe}}$  ( $D_M$  – ширина скачка магнитного поля). При формировании МЗУВ и ее перестройке возможно укрупнение фронтов потенциала до значений  $D < 5 \frac{c}{w_{pe}}$ . Ионы в скачке потенциала не замагничены. Ширина фронта потенциала меньше ларморовского радиуса  $r_i = U/w_{ci}$  для ионов основной энергии налетающего потока и  $D \ll 2U/w_{ci} = r_{ir}$  – для зеркально отраженных ионов. Измерить  $D$  межпланетных и околоземной ударных волн значительно сложнее. Оценки ширины фронта по изменению энергии ионов налетающего потока показывают, что  $D < D_M$  [106; 342]. Прямые измерения скачка потенциала путем интегрирования электрического поля при пересечении МЗУВ практически единственны [242]. Для двух околоземных ударных волн с магнитозвуковым числом Маха  $M_s = 2,4$  и  $4,5$  получены соответственно  $D = 57 \frac{c}{w_{pe}}$  и  $D = 72 \frac{c}{w_{pe}}$ . Типичные значения ширины  $D_M$ , полученные при обработке данных с пары спутников ISEE, составляют  $D_M = (0,7 - 4) \frac{c}{w_{pi}} \approx (30 - 170) \frac{c}{w_{pe}}$  [301; 333-335]. О ширине  $D_M$  в работе [334] не сообщается; сравнение с усредненными величинами дает соотношение  $D < D_M$ . Налетающие и отраженные ионы в скачке потенциала околоземной ударной волны также можно считать незамагниченными.

Учитывая изложенные факты, представим ударную волну в виде плоского слоя, ограниченного по координате  $x$  от  $x = 0$  до  $x = D$ , который движется в бесстолкновительной плазме строго поперек магнитного поля с постоянной скоростью  $U$  в направлении, противоположном направлению оси  $Ox$ . Вектор однородного магнитного поля  $\vec{B}$  с величиной модуля  $B$  направлен вдоль оси

*Oz*. В скачке электрическое поле принято линейно нарастающим от нуля до величины  $E_m$ :  $E(x) = -E_m x/D = -2j_m x/D^2$ . Магнитное поле постоянно и его величина равна  $B$ . Примем, что величина скачка потенциала меньше или равна энергии ионов основной плазмы, набегающих (в системе волны) на фронт:  $e j_m / E_0 \equiv \gamma \leq 1$ , а непосредственно перед скачком невозмущенная плазма состоит из электронов и ионов с максвелловскими функциями распределения частиц по скоростям. Для рассматриваемой установившейся волны анализ движения частиц удобно вести в системе отсчета, связанной с движущимся фронтом. Нас интересует случай нерелятивистских ударных волн, поэтому при переходе в систему волны компоненты вектора магнитного поля и компонента  $E_x$  не изменятся, однако во всем пространстве появится компонента электрического поля  $E_y = UB/c$ . Движение отраженных ионов рассмотрим в одночастичном приближении, не учитывая, таким образом, их влияние на структуру фронта МЗУВ.

В заданных электромагнитных полях и принятых предположениях типичный ион будет двигаться в плоскости  $xOy$  в соответствии с уравнениями движения:

$$d\mathbf{v}/dt = -w_{ci}^2 D^2 x/y + w_{ci} \mathbf{w}, \quad (3.7)$$

$$d\mathbf{w}/dt = w_{ci}(U - \mathbf{v}), \quad (3.8)$$

где введены обозначения  $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t) = dx/dt$ ,  $\mathbf{w} = \mathbf{w}(t) = dy/dt$  для  $x$ - и  $y$ -компонент скорости иона. Считаем, без ограничения общности, что  $dz/dt = 0$ . В уравнение

(3.7) нами введена величина  $D = \frac{E_x}{E_y} = \frac{cE_m}{BU}$ , которая является комплексной ха-

рактеристикой процесса отражения, определяющей тип траектории и количество отраженных частиц.

Анализ уравнений (3.7), (3.8) показывает, что все частицы, попадающие во фронт, можно разделить на три группы. Одна из них – пролетные ионы, которые по незамкнутой траектории попадают в точку  $x = D$  и уходят за фронт волны. Вторая группа – это захваченные ионы, которые достаточно долго остаются во фронте волны и ускоряются все время вдоль фронта полем  $E_y$  (серфотронное  $(V_p \sim B)$  ускорение [17; 165; 253]. Третья группа – отраженные ионы, которые, двигаясь во фронте по криволинейной траектории, снова возвращаются в область  $x < 0$ . В дальнейшем основная часть однократно отраженных ионов

попадает в группу пролетных и лишь небольшая часть из них отражается многократно.

Для более подробного количественного описания движения ионов необходимо обратиться к решениям уравнений (3.7), (3.8), которые можно записать в таком виде:

$$x(t) = [\mathbf{v}_0 \sin Wt + \mathbf{v}_d (Wt - \sin Wt) + e \mathbf{w}_0 (1 - \cos Wt)] / W, \quad (3.9)$$

$$V(t) = \mathbf{v}_0 \cos Wt + \mathbf{v}_d (1 - \cos Wt) + e \mathbf{w}_0 \sin Wt, \quad (3.10)$$

$$y(t) = \mathbf{w}_0 t + U w_{ci} t^2 (1 - e^2) / 2 - [e(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_d)(1 - \cos Wt)] / W - e^2 \mathbf{w}_0 (Wt - \sin Wt) / W \quad (3.11)$$

$$\mathbf{w}(t) = \mathbf{w}_0 + U w_{ci} t - w_{ci} x(t). \quad (3.12)$$

Здесь учтены начальные условия:  $x(0) = y(0) = 0$ ,  $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}(0) = \mathbf{w}_0$  и введены обозначения  $W = \frac{w_{ci}}{e}$ ,  $\mathbf{v}_d = e^2 U$ ,  $e = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{D^2}{y}}}$ . Величина  $\mathbf{v}_0$  положительная,

так как из невозмущенной плазмы в ударную волну попадают лишь ионы с  $\mathbf{v}_0 > 0$ . Значения  $\mathbf{w}_0$  могут быть как положительными, так и отрицательными.

Из этих решений видно, что движение захваченных ионов представляет собой дрейф вдоль оси  $Ox$  со скоростью  $\mathbf{v}_d$  и непрерывное ускорение вдоль оси  $Oy$ , на которые накладываются осцилляции с частотой  $W$ . Вопрос об отражении или захвате частицы решается за время одного периода колебаний  $T = 2\pi/W$ . Если в течение этого промежутка времени частица, входящая во фронт волны с начальными компонентами скорости  $\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}_0$ , попадает снова в точку  $x = 0$ , имея при этом отличное от нуля значение компоненты скорости  $\mathbf{v}_0$  (очевидно, что при этом  $\mathbf{v}_0 < 0$ ), она считается отраженной. Если за это время она не выйдет за пределы фронта, то она будет причислена к захваченным частицам. В случае, когда за время одного периода частица достигает координаты  $x = D$  при  $\mathbf{v}_0 > 0$ , она считается пролетной. Затем аналогичная картина повторяется уже с двукратно, трехкратно отраженными ионами и т.д. Очевидно, что многократно отраженные частицы можно причислить к захваченным. От истинно захваченных частиц, которые, как известно, подвергаются существенному ускорению вдоль фронта волны (вдоль оси  $Oy$ ) в течение времени  $T_a = W/w_{ci}$ , они отличаются тем, что время их пребывания («захвата») внутри фронта меньше или много меньше, чем  $T_a$ . Кроме того, пространство, в котором захватываются много-



кратно отражающиеся ионы, включает наряду с зоной скачка магнитного поля еще и область перед фронтом ударной волны размером порядка  $0,7r_{ir}$ .

**Результаты численного эксперимента.** В системе отсчета, связанной с движущейся МЗУВ, исходную функцию распределения ионов будем считать максвелловской с температурой  $T_i$ :

$$f_0(\mathbf{v}, \mathbf{w}) = \frac{n_0}{pV_T^2} \exp\left[-\frac{\mathbf{v}^2}{V_T^2} - \frac{\mathbf{w}^2}{V_T^2}\right], \quad (3.13)$$

где  $V_T^2 = \frac{2T_i}{M}$ . С целью нахождения функции распределения отраженных частиц была разработана следующая методика. Для произвольного иона, вошедшего во фронт волны с начальными скоростями  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$ , в соответствии с уравнениями (3.7), (3.8) рассчитывается его траектория. Если в течение одного периода  $2p/W$  ион возвращается из фронта, он считается однократно отраженным и для него рассчитываются скорости  $\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1$  первого отражения, после чего может произойти второе, третье, четвертое отражение, до тех пор, пока ион не наберет достаточной энергии, чтобы пройти сквозь фронт. Соответственно рассчитываются скорости  $\mathbf{v}_2, \mathbf{w}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{w}_3, \dots$  всех возможных отражений. Во всем интервале возможных значений скоростей однократно отраженных ионов  $\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1$  задается сетка скоростей с достаточно плотным шагом ( $\approx 0,01U$ ). Для каждой пары  $(\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1)$  восстанавливаются значения исходных скоростей, с которыми ион вошел во фронт  $\mathbf{v}_0(\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1), \mathbf{w}_0(\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1)$ . Затем задаются еще две пары скоростей со смещением  $(\mathbf{v}_1 + d\mathbf{v}, \mathbf{w}_1), (\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1 + d\mathbf{w})$  и для них восстанавливаются значения исходных скоростей  $\mathbf{v}_a, \mathbf{w}_a$  и  $\mathbf{v}_b, \mathbf{w}_b$  ( $d\mathbf{v} \ll U, d\mathbf{w} \ll U$ ). Если для всех трех пар выполняется условие, что ионы, движущиеся с такими скоростями, попадают в одну категорию (отраженные, захваченные, пролетные), то из соображения сохранения количества ионов считается, что  $f(\mathbf{v}_1, \mathbf{w}_1) = f_0(\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0)(S_0/S_1)$ , где  $S_1 = d\mathbf{v} \wedge d\mathbf{w}$ , а  $S_0 = (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_0)(\mathbf{w}_b - \mathbf{w}_0) - (\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_0)(\mathbf{w}_a - \mathbf{w}_0)$ , причем  $S_0/S_1 < 1$ . Аналогично рассчитывались функции распределения двух- и более кратно отраженных ионов, после чего полная функция распределения определялась сложением функций распределения по всем возможным отражениям.

Серия таких расчетов была проведена для различных значений электрического поля, потенциала и температуры ионов исходной плазмы. При этом координаты нормировались на величину  $U/w_{ci}$ , скорости – на  $U$ , энергия и потенциал – на  $E_0$ , электрическое поле – на  $UB/c$ , концентрация – на  $n_0$ .

Интегрированием функции распределения получены зависимости количества отраженных ионов и кинетической энергии пучка отраженных ионов от параметров ударной волны.

На рис. 3.35 в плоскости  $\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y$  приведены исходная максвелловская ( $U/V_T = 6$ ) функция распределения, смещенная на скорость ударной волны  $U$  ( $y = 0,7; D = 3$ ) (а), рассчитанные функции распределения однократно отраженных ионов (б) и (в) – функция распределения частиц, вернувшихся в точку  $x = 0$  после первого отражения (исходная функция распределения для расчета числа двукратно отраженных ионов). На этом же рисунке нанесена рассчитанная при тех же начальных условиях «диаграмма состояния» (кривые АВ, CD), которая в пространстве скоростей наглядно показывает, в какую категорию попадут частицы, налетающие на фронт. Ионы со скоростями, соответствующими области между осью  $Oy$ , кривыми AD и CD, испытывают значительное серфотронное ускорение и являются захваченными. Область между осью  $Oy$ , кривыми CD и BD соответствует отраженным частицам. Пространство вне области, ограниченной кривой АВ, отвечает пролетным ионам.

На рис. 3.36 представлен набор данных, аналогичных приведенному на рис. 3.35, но с величиной  $D = 6$ . В данном случае наряду с увеличением числа ионов, отраженных однократно (б), наблюдаются двух- и трехкратно отраженные частицы (г, е). После трехкратного отражения ионы, в основном, уходят за фронт ударной волны (ж); малая часть захватывается внутри фронта (з). Увеличение  $D$  до 15 (рис. 3.37) приводит к возрастанию суммарного числа отраженных ионов, которое происходит за счет многократно отраженных частиц. Кратность отражения  $k$  достигает 16, что примерно равно  $D$  ( $k = D$  при  $y = 1$  и больших  $D$ ). До точки А уход частиц в категории пролетных и захваченных происходит медленно. Максимальные скорости отраженных ионов перед фронтом ударной волны в направлении вдоль фронта (вдоль оси  $Oy$ ) стремятся к величине  $UD/2$ . Для МЗУВ, генерируемых в лабораторном эксперименте или в космической плазме, данный режим может реализовываться при значениях  $D \approx (2 \div 3)c/w_{pe}$ .

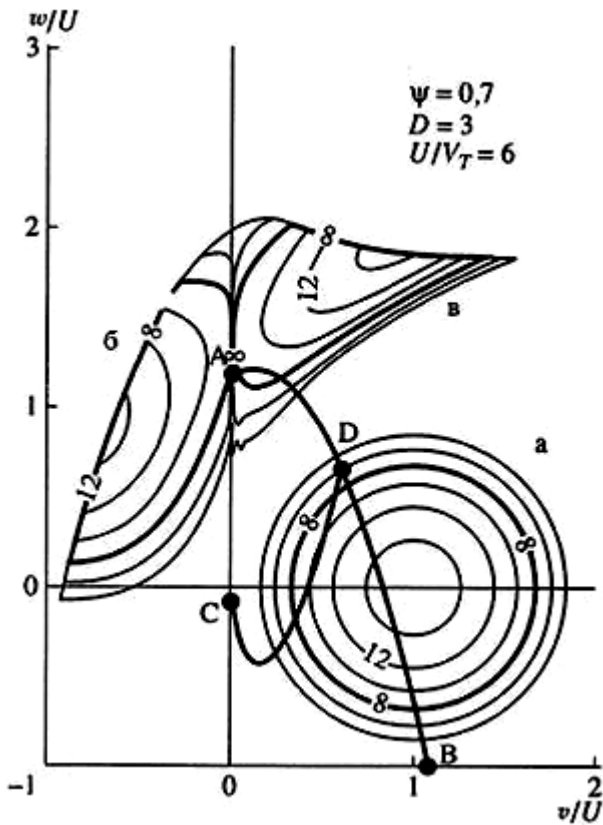


Рис. 3.35. Исходная функция распределения (а), функции распределения однократно отраженных ионов (б) и ионов, вернувшихся во фронт после первого отражения (в). Контурные изолинии разнесены на два порядка. АВ – линия, отделяющая пролетные частицы от отраженных (попадут в отраженные, если находятся между осью  $Oy$  кривыми CD и BD) и захваченных (между осью  $Oy$ , кривыми CD и AD)

Для значений параметров  $y = 1$ ,  $U/V_T > 3$  (тепловая скорость ионов набегающей плазмы мала) основное изменение суммарного количества отраженных ионов  $n_r$  в зависимости от  $D$  (рис. 3.38) происходит в интервале  $2 \leq D \leq 10$ . Для  $D \geq 10$  величина  $n_r$  стремится к постоянному значению  $n_r = 0,5$ . Наблюдается резкий спад  $n_r$  при приближении  $D$  к значению  $D = 2$ . Этот эффект подтверждается результатами измерения параметров лабораторной и околоземной МЗУВ. Так, по данным работы [326] можно вычислить для волны с  $M_A = 2,5$  величину  $D \gg 4,8$ , а при  $M_A = 3,7$  значение  $D \gg 9,6$ . Результаты измерения  $D$ , полученные нами на установке «УН-Феникс», дают  $D \gg (6-13)$  при  $M_A = 2-6$ . Для околоземной ударной волны из данных работы [334; 335] следует, что при  $M_S = 2,4$  величина  $D \gg 2,2$ . Значение  $D \gg 4,1$  соответствует волне с  $M_S = 4,5$  ( $M_S \gg M_A$ ).

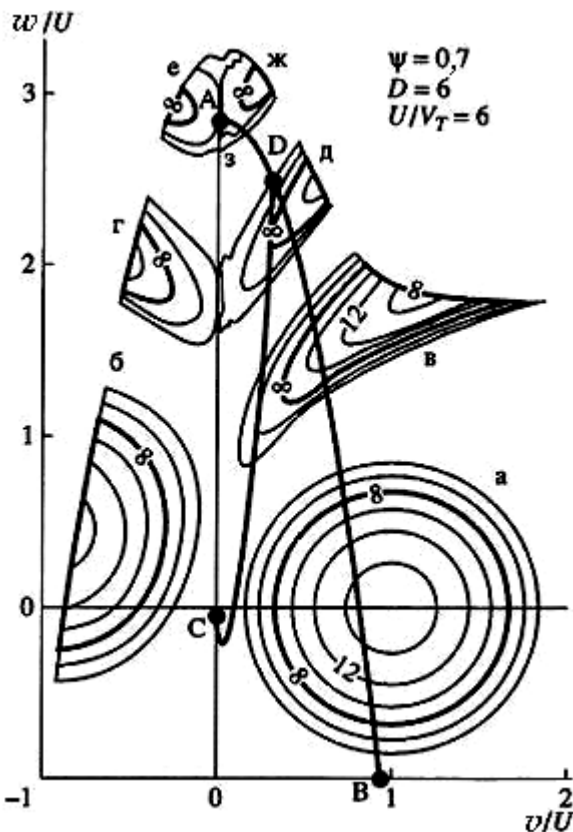


Рис. 3.36. Исходная функция распределения (а), функции распределения одно- (б),

двух- (г) и трехкратно (е) отраженных ионов и ионов, вернувшихся во фронт после первого (в), второго (д) и третьего (ж, з) отражений. АВ и CD – кривые, разделяющие пролетные, отраженные и захваченные частицы

Сравнение имеющихся лабораторных и космических данных показывает, что  $D$  для космических МЗУВ существенно меньше лабораторных. Этот результат, по-видимому, естественный, объясняется значительно большими величинами  $D(D_M)$  для космических МЗУВ, устанавливающимися из-за отличия в параметрах плазмы и эффективности поршня, формирующего волну. После этого становится понятным, почему для лабораторных МЗУВ в широком диапазоне чисел Маха (как меньших, так и

больших  $M_C$ ) регистрируется заметное число отраженных ионов  $n_r \approx (0,05--0,1)n_0$  [168], тогда как для МЗУВ малыми  $M_A$  в космосе  $n_r \approx 0,03n_0$  [342].

При большой температуре ионов налетающего потока за счет увеличения числа частиц, отраженных многократно, суммарное число отраженных ионов превышает значение  $0,5n_0$  (кривая, соответствующая  $U/V_T = 2$  на рис. 3.38).

Уменьшение величины относительного скачка потенциала  $u$  до 0,7 приводит к существенному уменьшению  $n_r$  и более плавному росту кривых  $n_r = f(D)$  (рис. 3.39).

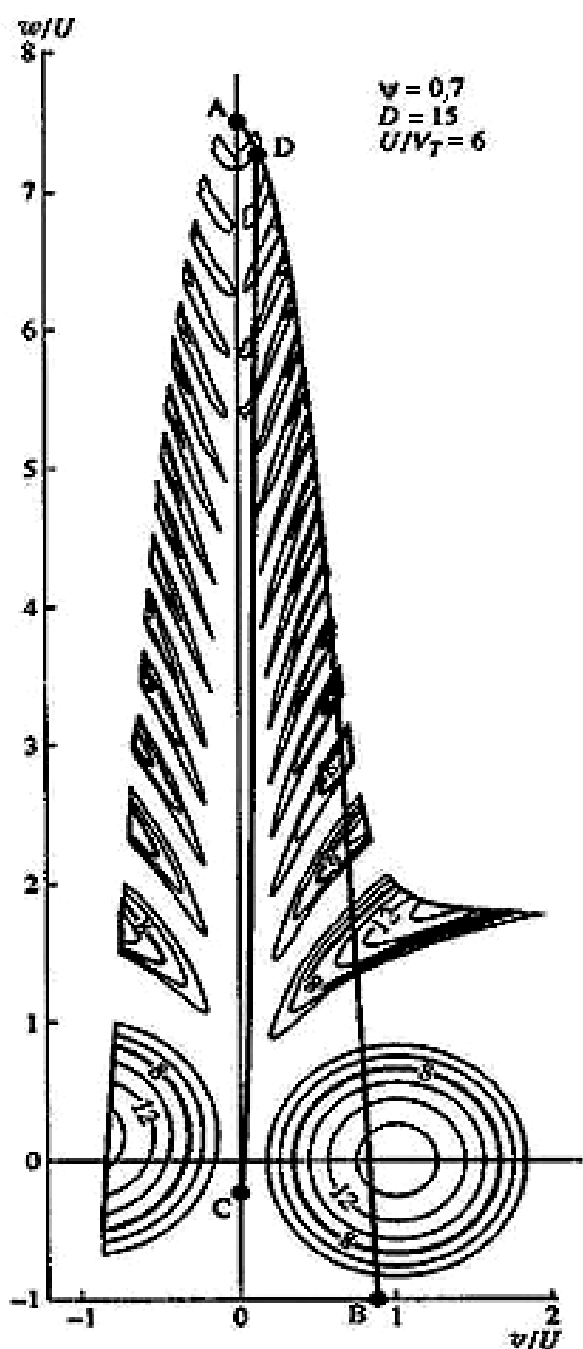


Рис. 3.37. Исходная функция распределения и функции распределения отраженных ионов ( $v < 0$ ) и ионов, возвратившихся после отражений во фронт ударной волны ( $v > 0$ ). АВ и CD – кривые, разделяющие пролетные, отраженные и захваченные частицы

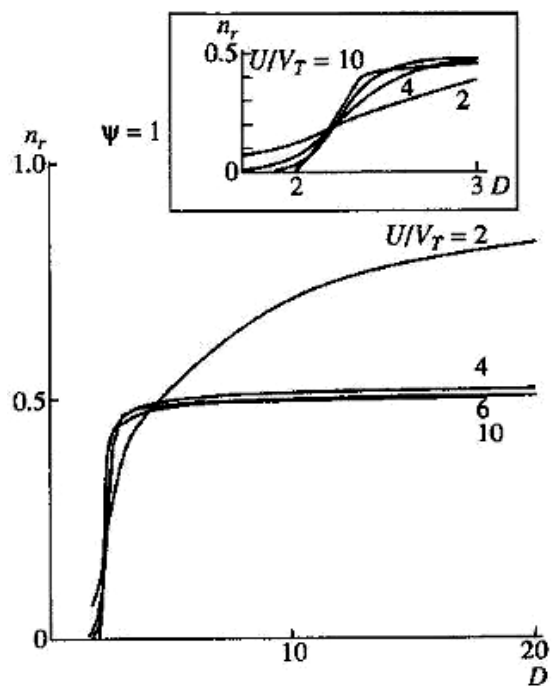


Рис. 3.39. Зависимость суммарного количества отраженных ионов от величины  $D$ .  $\psi = 0,7$

Рис. 3.38. Зависимость суммарного количества отраженных ионов от величины  $D$ . Значение  $\psi = 1$

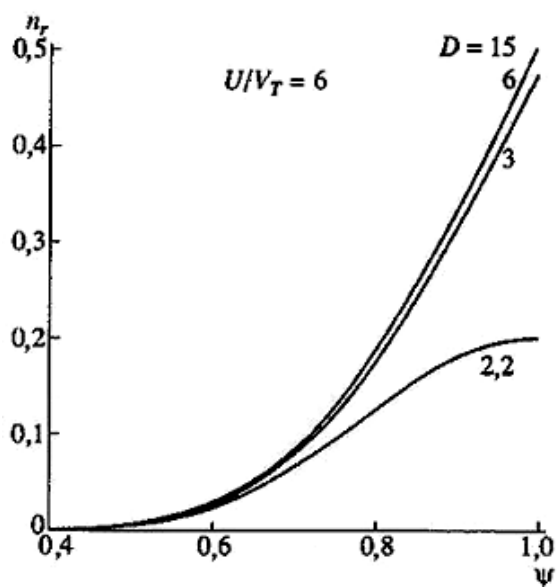
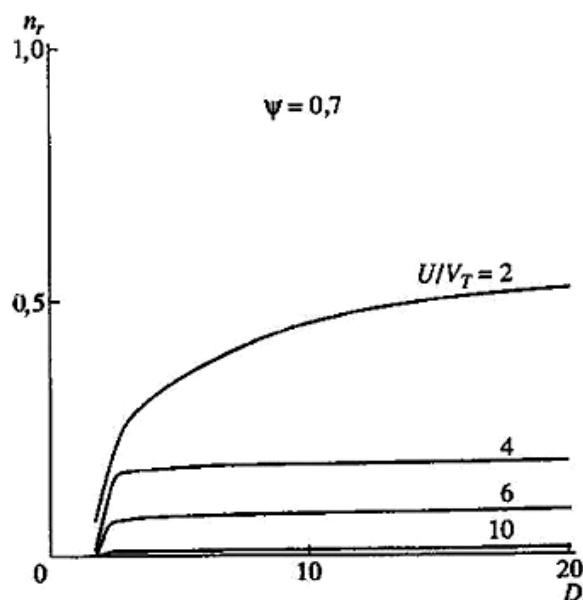


Рис. 3.40. Зависимость суммарного количества отраженных ионов от величины скачка потенциала во фронте ударной волны

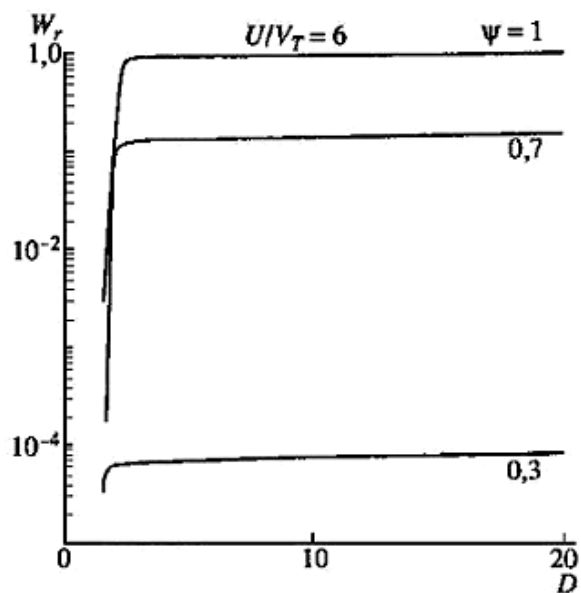


Рис. 3.41. Зависимость энергосодержания  $W_r$  в отраженных ионах от величины  $D$

При  $y = 0,3$ ;  $U/V_T = 10$ ;  $D = 10$  число отраженных ионов не превышает  $0,01n_0$ . Этот режим по значениям  $y$ ,  $U/V_T$ ,  $D$  соответствует МЗУВ с числами  $M_A \approx 3 \div 4$ , когда, однако, в экспериментах регистрируется близкое к максимальному число отраженных частиц [168; 327; 342]. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что для ударных волн с высокими числами Маха только стационарный скачок электростатического потенциала во фронте не обеспечивает наблюдаемые  $n_r$ . Вероятно, сравнимый вклад вносят регистрируемые во фронте МЗУВ в данных режимах поперечные электростатические колебания в ионно-звуковом и нижнегибридном диапазонах частот, раскачиваемые при взаимодействии отраженного пучка ионов с плазмой как в области скачка магнитного поля, так и в подножии.

На рис. 3.40 приведены зависимости числа отраженных ионов от величины относительного скачка потенциала  $y$ . Семейство кривых  $n_r = f_1(y)$  отражает факт определяющего влияния поперечного электрического поля на движение ионов во фронте МЗУВ.

Для трех значений  $y$  и фиксированном  $U/V_T$  на рис. 3.41 приведены зависимости от параметра  $D$  нормированной на  $E_0$  величины относительного энергосодержания в отраженных ионах. Видно, что отраженные ионы вносят существенный вклад в энергобаланс на ударной волне для  $D \approx 2$ ;  $y \approx 0,7$ . Многократно отраженные частицы содержат в себе заметную часть кинетической энергии отраженного потока при  $U/V_T \approx 3$ .

Основные результаты и выводы численного эксперимента:

1. В результате проведения численного эксперимента была разработана методика расчета функции распределения одно- и многократно отраженных ионов и рассчитаны двумерные функции распределения.

2. Найдены зависимости энергосодержания в пучке и количества отраженных ионов от параметров волны: электрического поля, величины скачка потенциала, температуры ионов налетающей плазмы.

3. Показано, что параметром, контролирующим эффективность отражения ионов от скачка потенциала во фронте ударной волны, является величина  $D = E_x/E_y$ . Основное изменение  $n_r$  в зависимости от  $D$  происходит в интервале  $2 \leq D \leq 10$ . Величина  $n_r \approx const = 0,5$  при  $D \approx 10$ ,  $y = 1$ ; при  $D \leq 2$  число  $n_r$  пренебрежимо мало.

4. При больших значениях поперечного электрического поля во фронте ударной волны ( $D \approx 10$ ) и  $U/V_T \approx 3$  учет многократно отраженных ионов дает заметный вклад в суммарную плотность частиц перед фронтом ударной волны, которая в таких случаях может превосходить значение 0,5 – максимальное теоретически возможное для количества однократно отраженных частиц.

5. В расчетах подтвержден факт о переходе значительной доли кинетической энергии налетающего потока плазмы во фронте МЗУВ в энергию отраженных ионов в широком диапазоне начальных параметров. Получено качественное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными.

**Эксперимент по изучению релаксации отраженного пучка и генерации горячих электронов.** В предыдущих разделах главное внимание было уделено нагреву и ускорению ионов во фронте МЗУВ. Было, в частности, показано, что ионные пучки релаксируют как в области основного скачка магнитного поля, так и в подножии ударной волны.

В данном разделе мы рассмотрим особенности профиля электростатического потенциала в связи с магнитными сигналами и токами с датчиков энергоанализатора ионов. Анализ данных будет отражать нашу точку зрения на нагрев и ускорение электронов во фронте МЗУВ.

В последние годы исследования ударных волн с КА стимулировали новый подъем в исследовании физики бесстолкновительных магнитозвуковых ударных волн. Совокупность теоретических выводов, результатов численных экспериментов, данных лабораторных исследований привели к высокому уровню понимания физики МЗУВ в гелиосфере. Однако остаются и неразрешенные вопросы. Основной проблемой является идентификация механизмов бесстолкновительной диссипации потоковой энергии во фронте МЗУВ. К настоящему времени твердо установлено [112; 168; 267; 298; 327; 342], что распространение поперечных ударных волн сопровождается отражением части налетающего потока ионов. Отраженные частицы играют роль резервуара свободной энергии для диссипативных процессов в ударных волнах, связанных с развитием плазменных неустойчивостей ионных пучков. При этом энергия колебаний идет как на нагрев плазмы, так и на ускорение частиц [71; 85; 169; 247]. Некоторое время полагали, что отраженная компонента является существенным элементом, определяющим структуру и диссипацию только в квазиперпендикулярных сверхкритических ( $M_A > 3$  для лабораторных экспериментов) МЗУВ. В настоящее

время, однако, хорошо установленным фактом являются отраженные ионы и для докритических режимов [40; 168; 255; 267; 342].

Другой проблемой является собственно структура фронта МЗУВ. Следуя современной концепции, фронт (магнитный профиль) квазиперпендикулярной ударной волны содержит подножие, основной скачок, изомагнитную структуру, overshoot и undershoot. Известно, что параметры плазмы внутри околоземного ударно-волнового перехода постоянно изменяются. Полагают [85; 143], что ударная волна концептуально является комплексной структурой, которая не всегда стационарна. Сильные электромагнитные осцилляции, гидродинамическое опрокидывание электронных потоков, которые сопровождаются отражением ионных пучков, существуют во фронте МЗУВ на временных масштабах  $t \leq w_{ci}^{-1}$ .

В данном разделе мы рассмотрим названные проблемы, используя результаты лабораторных экспериментов по поперечным магнитозвуковым ударным волнам с  $1,5 \leq M_A \leq 4$ , которые изучались на временных промежутках  $t_{набл} \leq w_{ci}^{-1}$ .

Как сообщалось выше, перед магнитным фронтом был зарегистрирован скачок (горб) электростатического потенциала, который формировался ионным пучком, отраженным в области рампа. Здесь мы приведем анализ связи между процессом релаксации отраженного ионного пучка и нагревом (ускорением) электронов начальной плазмы.

**Техника эксперимента.** Определим характерные пространственные и временные масштабы. Ларморовский радиус ионов, движущихся со скоростью ударной волны  $U \sim 10^7$  см/с,  $r_i \sim U/w_{ci} \sim 1$  см (сравним с шириной подножия МЗУВ). Длина свободного пробега в плазме относительно кулоновских столкновений  $l > 10^2$  см, что много больше характерных размеров МЗУВ. При  $T_{e0} \gg 1$  эВ (температура электронов в начальной плазме) электрон-ионная частота столкновений  $n_{ei} \sim 10^9$  с<sup>-1</sup>, при  $T_e \gg 100$  эВ  $n_{ei} \sim 10^6$  с<sup>-1</sup> (в скачке магнитного поля МЗУВ), что обеспечивает следующее неравенство:  $w_{pe} \gg w_{ce} \gg v_{ei}$ . Дебаевский радиус  $l_D \gg 2 \times 10^{-3}$  см для температуры 100 эВ и плотности  $n = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Размер магнитного фронта (без подножия) составляет величину порядка  $10c/w_{pe} \sim 1$  см.



Диагностические устройства для проведения эксперимента выбирались с учетом диапазона изменений плазменных контролируемых параметров, необходимых пространственных и временных разрешений, обеспечения помехозащищенности и конструктивных особенностей установки. Концентрация начальной плазмы контролировалась с помощью тройного ленгмюровского зонда [224]. Возмущения магнитного поля измерялись в центральном сечении ударного витка в двух точках по радиусу ( $r_1 = 3,7$  см,  $r_2 = 5,6$  см) магнитными зондами с открытой петлей. Величина и временной ход электростатического потенциала, ионные и электронные токи определялись на тех же радиусах потенциальными зондами [98]. Опорные (заземленные) электроды потенциальных зондов помещались на оси установки в области невозмущенной плазмы. Абсолютное значение потенциала ( $R_3 = 12$  кОм) и его «тонкая» структура ( $R_3 = 220$  Ом) измерялись в различных сериях экспериментов ( $R_3$  – сопротивление зонда, ограничивающее ток). При измерениях тонкой структуры потенциала точно определить его величину не представляется возможным, поэтому на соответствующих рисунках амплитуды сигналов с зондов даны в относительных единицах. Переходное сопротивление «зонд-плазма» не превышало 10 Ом ( $\ll R_3$ ) во всем диапазоне плазменных параметров данного эксперимента. В таких условиях, если в цепи зонда отсутствует источник электрического питания, в максвелловской плазме будет измеряться «плавающий» потенциал. Ток на измерительный электрод зонда складывается из ионного тока  $I_i$  (основной поток и отраженные ионы) и тока  $I_e$  холодных, горячих и ускоренных электронов. Измеряя суммарный ток и используя вычисленные значения для  $I_i$  и  $I_e$ , можно оценить среднюю энергию электронов  $E_e$  (электронную температуру  $T_e$ ) для событий, в которых сигналы с потенциального зонда отрицательные.

Энергетические распределения протонов восстанавливались из энергетических спектров быстрых нейтральных частиц перезарядки, измеряемых с помощью восьмиканального энергоанализатора частиц по продольным энергиям, похожего на описанный в работе [61]. Измерения проводились в диапазоне энергий  $90 \text{ эВ} \leq E \leq 2000$  эВ. Полное (с учетом пролета в бесполом дрейфовом пространстве) временное разрешение энергоанализатора составляло, соответственно, для нижнего и верхнего пределов измерений по

энергии. Энергетическое разрешение  $\frac{DE}{E} = (30 \div 3) \%$  (каналы 1–8).

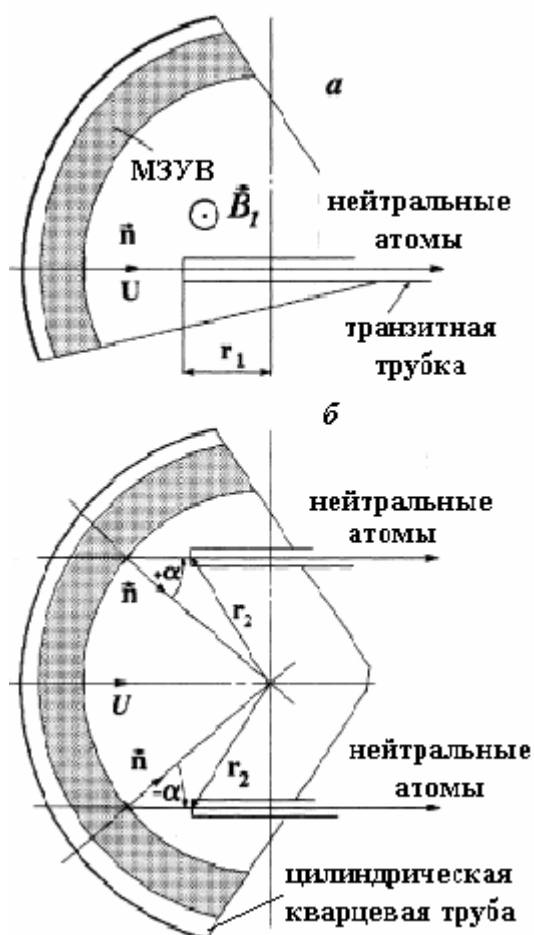


Рис. 3.42. Схема измерений спектров ионов по энергии: а) параллельно фронту; б) под углами  $a = \pm 35^\circ$

Нейтральные частицы выводились из рабочего объема в центральном сечении ударного витка через керамические трубки, расположенные на радиусах  $r_1$  и  $r_2$  (см. рис. 3.42) для исключения из рассмотрения эффектов, происходящих на последних стадиях коллапса волны на оси установки. Точность техники относительных измерений «мгновенных» (полученных в одном «выстреле») ионных распределений оценивается величиной ошибки  $d \approx 40\%$ . Эта величина определяется способом измерений, который еще и из-за неконтролируемости процесса перезарядки нейтральных частиц в горячей плазме не

позволяет получить абсолютные значения потоков ионов в заданных энергетических интервалах. Поэтому все интенсивности в спектрах ионов по энергии даны в относительных единицах.

**Отражение и релаксация ионного пучка.** В данном разделе мы сообщаем результаты совместных измерений энергетических спектров протонов и сигналов с потенциальных зондов, характеризующих поведение потоков электронов, и электростатического потенциала в МЗУВ, параметров, наиболее чувствительных к присутствию отраженных ионов. Ионные функции распределения измерялись в двух постановках: регистрировались частицы, распространяющиеся параллельно нормали  $\hat{n}$  к фронту бесстолкновительной ударной волны (приемник нейтральных атомов располагался на радиусе  $r_1 = 3,7$  см; см. рис. 3.42 а), и под углами  $a = \pm 35^\circ$  к нормали ( $r_2 = 5,6$  см; рис. 3.42 б). Регистрируемые в данном эксперименте ионы с энергиями от 200 до 2000 эВ немагничены.

Экспериментальные результаты по релаксации ионных пучков в МЗУВ

разделены на 2 режима. В режиме 1 число Маха  $M_A < 3$ , амплитуда  $h < 4$  ( $h = B_1/B_0$ , где  $B_1$  – величина магнитного поля за фронтом ударной волны); в режиме 2  $M_A > 3$ ,  $h > 4$ , что похоже на околосемную ударную волну с overshoot [334].

*Режим 1.* Типичные сигналы с магнитных, потенциальных зондов и нескольких детекторов энергоанализатора, наряду с распределениями ионов по энергии, приведены на рис. 3.43 (в этом и последующих рисунках мы даем только масштаб времени, не указывая конкретных значений  $t$ , что объясняется отсутствием в данных измерениях абсолютной привязки сигналов; приводится временной фрагмент, включающий ударный фронт и события перед ним, которые нам интересны). В этом режиме поток ионов через МЗУВ формирует положительный потенциальный сигнал амплитудой  $ej_1 \leq 0,8 \frac{MU^2}{2}$  наибольшей амплитуды для МЗУВ. Максимальные значения сигналов возмущенного магнитного поля  $B_1 = B_0 + DB$  и потенциал  $ej_1$  совмещены во времени ( $DB$  – амплитуда скачка магнитного поля во фронте МЗУВ).

Сигналы с детекторов энергоанализатора представлены на рис. 3.43 (и далее) с учетом времени пролета между входом в керамическую транзитную трубку и соответствующим детектором. Отраженным ионам отвечают сигналы с  $E \approx 500 - 1200$  эВ, которые имеют максимальные интенсивности в области наибольших значений потенциала и магнитного поля во фронте МЗУВ. Перед рампом наблюдаются ионы с  $E \approx 700$  эВ, которые являются результатом релаксации более высокоэнергичных частиц перед основным скачком (в подножии). Их количество  $n_b \leq 0,5n_0$ . Энергетические спектры в области рампа и в зоне, наполненной отраженными частицами, полученные как в «радиальной» постановке, так и при регистрации ионов, движущихся под углами  $\alpha = \pm 35^\circ$ , имеют форму, характерную для распределений с трехмерно релаксированным пучком [74]. Максимальные энергии  $E_{\max} \leq M(U + V_j)^2 / 2 = E_b = MV_b^2 / 2$  соответствуют скоростям отраженных протонов.

Температура ионов за фронтом МЗУВ (она определялась по низкоэнергетической части распределения аппроксимацией ее максвелловской функцией распределения, сдвинутой на скорость  $V_i = U(1 - 1/h)$  ионов за фронтом)

$T_{i2} = 20$  эВ. Электронная температура за фронтом МЗУВ (она вычислялась в предположении резистивного нагрева электронов [300])  $T_{e2} = 70$  эВ. Резистивный нагрев и соответствующую ему эффективную частоту столкновений мы полагаем следствием развития токовой ионно-звуковой турбулентности в рампе. Получается, что нагрев электронов в режиме 1 превышает нагрев ионов. Область максимума  $T_e$  пространственно соответствует точкам, где потенциал и магнитное поле принимают наибольшие значения  $j_2$  и  $B_2$  в зоне основной релаксации пучка отраженных ионов.

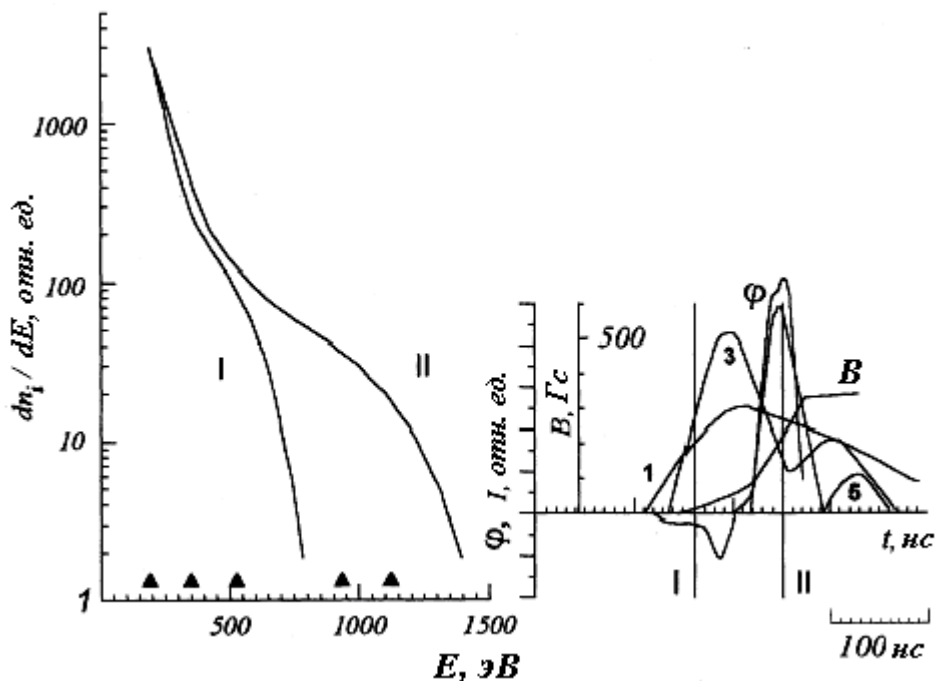


Рис. 3.43. Распределения ионов по энергии перед магнитным фронтом (кривая 1) и в области основного скачка магнитного поля (2). Сигналы, соответствующие каналам 1 (190 эВ), 3 (525 эВ) и 5 (930 эВ) энергоанализатора, приведенные к сигналам магнитного ( $B$ ) и потенциального ( $j$ ) зондов. Угол  $\alpha = -35^\circ$ .  $M_A = 2,9$ ,  $h = 3$ ,  $B_0 = 212$  Гс,  $n_0 = 2,3 \times 10^{13}$ ,  $U = 2,8 \times 10^7$  см/с,  $T_{e2} = 70$  эВ,  $T_{i2} = 20$  эВ.  $R_3 = 220$  Ом. Треугольники на оси энергий отмечают энергии, на которые настроены каналы анализатора

Скорость  $dE/dt$ , с которой падает энергия релаксирующего пучка, характеризует темп потерь энергии пучком и эффективность сопутствующих диссипативных процессов. Экспериментально величина  $dE/dt$  может быть извлечена по временной сдвигке максимумов сигналов соседних каналов энергоанализатора. В области скачка магнитного поля  $dE/dt \approx 10^{10}$  эВ/с. В подножии

$dE_f/dt \approx 5 \times 10^9$  эВ/с и  $dE_r/dE_f \approx 2$ . Скорость потерь падает при уменьшении скорости пучка отраженных ионов.

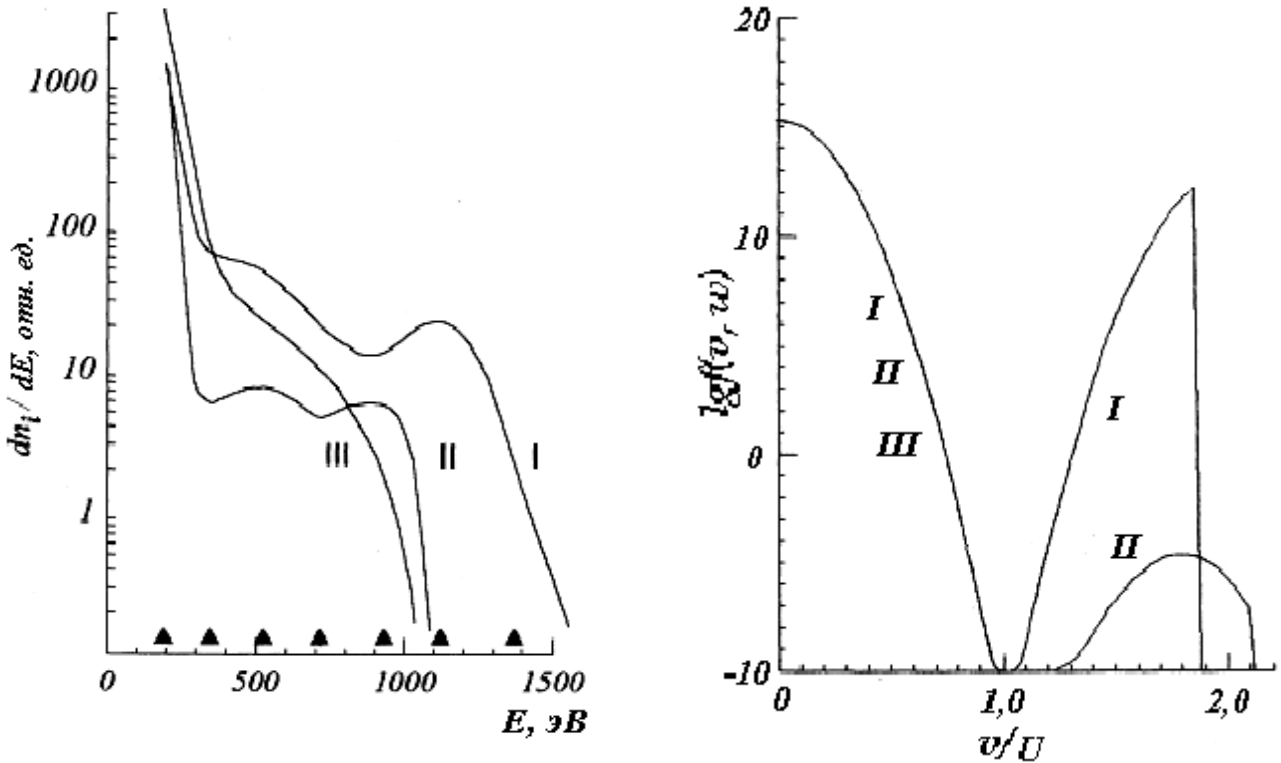


Рис. 3.44. Распределения ионов по энергии, полученные при измерениях параллельно  $\dot{n}$  (кривая I), под углами  $+35^\circ$  (II) и  $-35^\circ$  (III) в области основного магнитного скачка.  $M_A = 2,7$ ,  $h = 2,5$ ,  $B_0 = 212$  Гс,  $n_0 = 2,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $U = 2,5 \times 10^7$  см/с,  $T_{e2} = 50$  эВ,  $T_{i2} = 15$  эВ

Рис. 3.45. Расчетные функции распределения отраженных ионов.

I – параллельно  $\dot{n}$ , II –  $+35^\circ$ , III –  $-35^\circ$ .  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{w}$  – скорости ионов вдоль оси  $Ox$  (параллельно  $\dot{n}$ ) и вдоль оси  $Oy$  ( $\dot{B}$  – вдоль оси  $Oz$ )

Результаты наблюдений под углами  $\alpha = \pm 35^\circ$  к нормали похожи на полученные при  $\alpha = 0^\circ$  (параллельно  $\dot{n}$ ). На рис. 3.44 сравниваются ионные спектры в рампе при измерении параллельно нормали (кривая I), под углами  $+35^\circ$  (II) и  $-35^\circ$  (III). На рис. 3.45 показаны результаты расчетов функции распределения ионов по скоростям в одночастичном приближении (аналогично [267]) в заданных электрических продольном  $E_x = -\frac{2ej_m x}{d^2}$  (ось  $Ox$  – вдоль  $\dot{n}$ ) и поперечном

$E_y = \frac{UB}{c}$  и магнитном  $B_z$  полях ( $d$  – ширина скачка потенциала). Из рис. 3.45 видно, что отраженные ионы движутся вдоль направления распространения скачка потенциала параллельно  $\dot{n}$  (кривая I) и разворачиваются в сторону дей-

ствия поля  $E_y$  (в условиях эксперимента кривая II для угла  $+35^\circ$ ). Сравнение набора данных, представленных на рисунках 3.44 и 3.45, позволяет утверждать, что в лабораторной МЗУВ, кроме действия полей  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $B_z$ , имеет место механизм бесстолкновительного рассеяния, который стремится изотропизовать отраженные ионы.

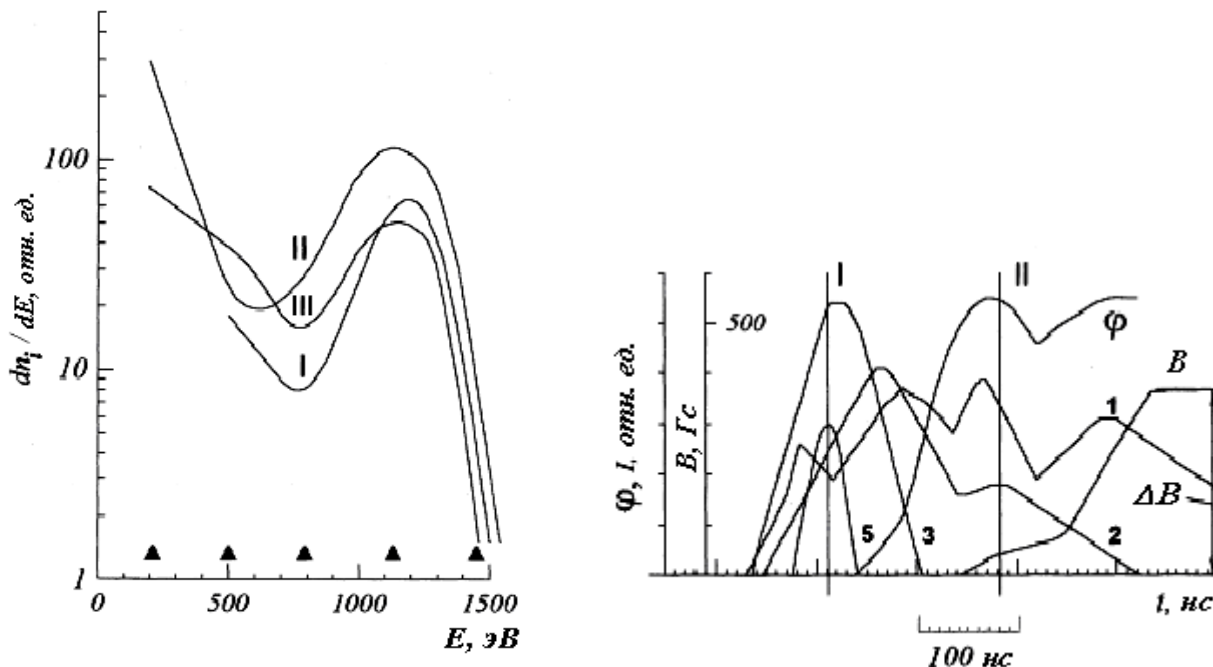


Рис. 3.46. Спектры ионов перед фронтом МЗУВ (кривая I), в рампе (II), и за рампом (III).  $M_A = 3,9$ ,  $h = 5,5$ ,  $B_0 = 155$  Гс,  
 $n_0 = 2,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $U = 2,65 \times 10^7$  см/с,  $T_{e2} = 7$  эВ,  $T_{i2} = 20$  эВ

Рис. 3.47. Случай раздвоения потенциального сигнала. Лидирующая часть потенциала ассоциируется с ионным пучком, который отразился от горба потенциала в рампе. Кривая 1 – сигнал первого канала 190 эВ, 2 – 347 эВ, 3 – 525 эВ, 5 – 930 эВ.  $j$  – сигнал потенциального зонда,

$B$  – магнитный профиль. Параллельно  $\hat{n}$ .

$$M_A = 2,6, B_0 = 212 \text{ Гс}, h = 2,5, n_0 = 1,4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}, U = 10^7 \text{ см/с}$$

*Режим 2.* Рост амплитуды волны  $h$ , который сопровождается уменьшением  $n_0$  и увеличением  $U$ , приводит к переходу в режим 2. В данном режиме  $M_A > 3$ ,  $h = 4,5$ , б. Сигналы с магнитных и потенциальных зондов (см. рис. 3.46) похожи на приведенные на рис. 3.43 за исключением того, что при переходе от режима 1 к режиму 2 падает величина  $z = 2ej_2 / (MU^2)$ , потенциал  $j_2$  и точка отражения ионов смещаются в область за рамп. На энергетических спектрах

ионов пучок виден во всех зонах МЗУВ (рис. 3.46). Релаксация пучка по продольным энергиям практически не наблюдается;  $E_{max} \gg M(2U)^2/2 > E_b$ . Ионная температура за фронтом ударной волны не превышает 30 эВ и  $T_{e2} < T_{i2}$ .

**Динамика потенциала и электронного тока.** При фиксированном значении  $h$  рост начальной концентрации плазмы ведет к уменьшению скорости ударной волны. В этом случае становится возможным появление и регистрация двойной структуры электростатического потенциала. Первый ( $j_1$ ) из скачков потенциала выходит из фронта  $\dot{B}$  в область налетающего потока со скоростью  $V_{j1} > U$ . Этот редкий случай продемонстрирован на рис. 3.47. Оба скачка, чьи параметры  $j_1$  и  $j_2$  и  $z_1$  и  $z_2$ , отражают ионы. Общее число отраженных частиц перед магнитным фронтом  $n_b \approx 0,1n_0$ . Распределение ионов по энергии имеет две характерные величины:  $E_{max1} = M(U + V_{j1})^2/2$ , соответствующую спектру, построенному по сигналам, отвечающим первому скачку потенциала, и  $E_{max2} = M(U + V_{j2})^2/2$ , соответствующую спектрам в рампе.

Другим экспериментальным фактом, полученным с использованием потенциальных зондов, являются три пространственно разнесенные зоны сильного электронного тока. Две из них (рис. 3.48 в и рис. 3.49) имеют квазистационарную структуру и являются результатом нагрева электронов в подножии и в зоне релаксации ионного пучка, отраженного от лидирующего потенциального горба. Третья зона совпадает с основным скачком магнитного поля (рис. 3.48 б). В течение времени  $t_{eh} \ll t_{набл}$  идет импульсный нагрев электронов. На рис. 3.48 по трем кадрам реконструирован процесс генерации всплеска интенсивности электронов. Он происходит после укрупнения (рис. 3.48 а) фронта потенциала (плотности). Затем ток на измерительный электрод потенциального зонда переполюсовывается (рис. 3.48 б). Анализируя сигнал с потенциального зонда, можно сделать вывод о том, что отрицательный ток формируется всеми электронами с энергией  $E_e \approx e j_2$ . Длительность электронного сигнала  $t_{eh} \approx t_m$  ( $t_m$  – временной размер рампа). Впоследствии (рис. 3.48 в) положительный ток на зонд восстанавливается, и в области диффузионного магнитного подножия электронный ток достигает величины, превышающей значение при импульсном нагреве электронов в области основного скачка магнитного поля (рис. 3.48 б). Общее время процесса: укрупнение  $j$  – генерация горячих электронов – восстановление положительного тока на зонд меньше времени движения МЗУВ меж-

ду двумя зондами и не превышает  $Dt \gg 0,1w_{ci}^{-1} \gg (50 - 80) \times 10^{-9}$  с. С эффектом импульсного набора энергии электронами в рампе по времени совпадает или модуляция интенсивности потока отраженных ионов (рис. 3.48 в и рис. 3.49 кривые 3), или быстрый сдвиг функции распределения отраженных ионов в сторону более высоких энергий (рис. 3.50 спектры I и II).

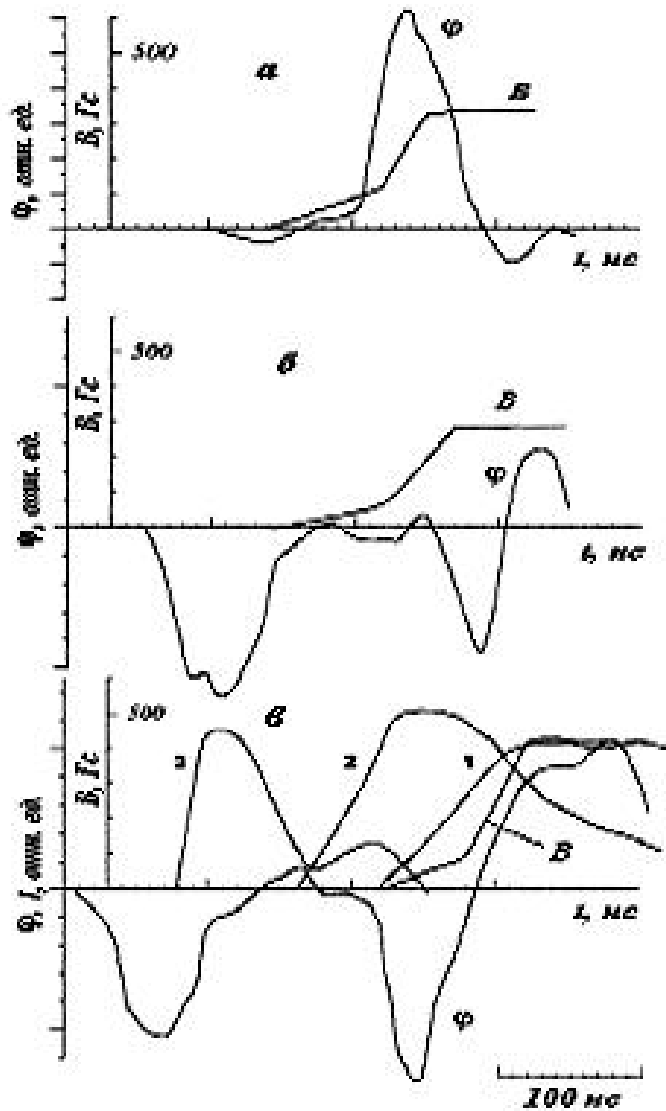


Рис. 3.48. Последовательность сигналов с потенциального зонда (*j*) и сигналов с датчиков первого (190 эВ), второго (347 эВ) и третьего (525 эВ) каналов энергоанализатора в процессе неадиабатического нагрева электронов во фронте МЗУВ. *B* – профиль магнитного поля

Из рис. 3.50 видно резкое изменение ионного распределения по энергии, следующего за импульсным неадиабатическим нагревом электронов.



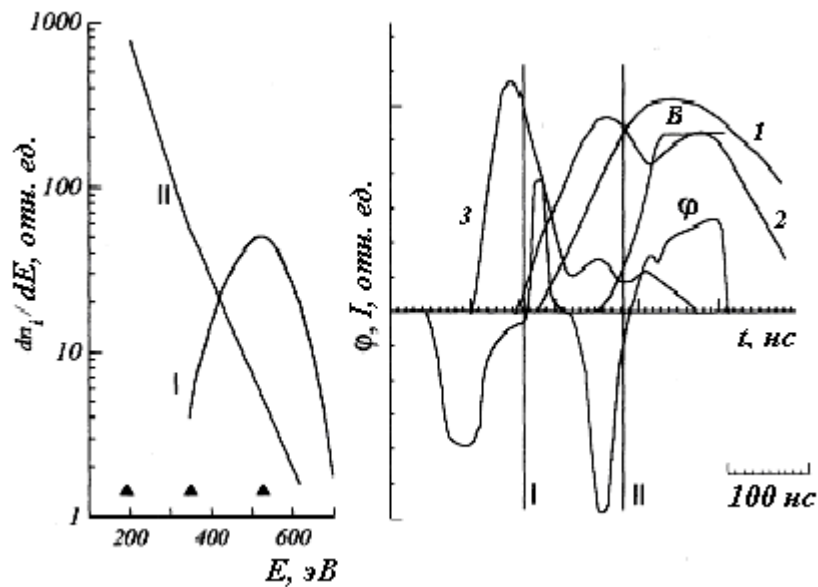


Рис. 3.49. Всплески отраженных ионов как следствие нестационарности фронта МЗУВ. Распределение ионов по энергии перед лидирующим скачком потенциала (кривая I) и в рампе (II). Сигналы каналов 1 (190 эВ), 2 (347 эВ) и 3 (525 эВ) энергоанализатора ионов, потенциального ( $j$ ) и магнитного ( $B$ ) зондов. Параллельно нормали к фронту ударной волны.  $M_A = 2,8$ ,  $h = 2,7$ ,  $B_0 = 212$  Гс,  $n_0 = 6,1 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $U = 1,7 \times 10^7$  см/с,  $T_{e2} = 14$  эВ,  $T_{i2} = 30$  эВ

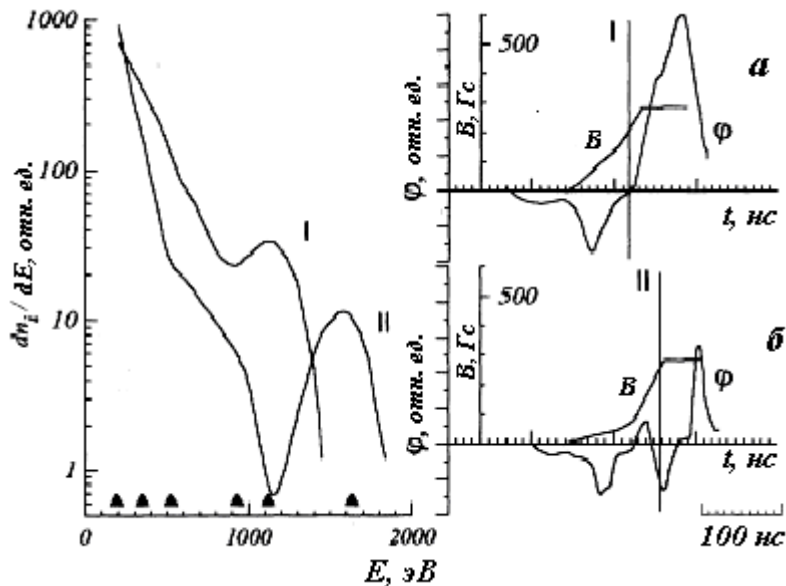


Рис. 3.50. Пример нестационарного состояния фронта МЗУВ. Распределения ионов по энергии в процессе укручения фронта потенциала в поле магнитного рампа (кривая I) – соответствуют вставке (а) для профилей магнитного поля и потенциала ( $B$  и  $j$ ); в процессе импульсной модификации потенциала – спектр II, вставка (б).  $M_A = 1,5$ ,  $h = 1,5$ ,  $B_0 = 423$  Гс,  $n_0 = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $U = 4,1 \times 10^7$  см/с,  $T_{e2} = 120$  эВ,  $T_{i2} = 100$  эВ

**Обсуждение результатов. Формирование спектров ионов.** Отраженные ионы регистрируются как в области основного скачка магнитного поля  $\dot{B}$ , так и перед ним. В условиях эксперимента при движении ионных потоков друг относительно друга в плазме возбуждаются ионные ленгмюровские, ионнозвуковые (IS) или высокочастотные магнитозвуковые (MS) колебания [63; 70; 111; 156]. Диапазон частот – от  $w_{LH}$  до  $w_{pi}$  ( $w_{LH}$  – нижнегибридная,  $w_{pi}$  – ионная ленгмюровская частоты). Максимальные скорости роста осцилляций составляют, соответственно,  $g_{IS} \sim w_{pi}$ ;  $g_{LS} \sim w_{LH}$ . В диапазоне изменения начальных плазменных параметров эксперимента  $n_0$  и  $B_0$  соотношение между инкрементами следующее:  $g_{IS} \gg g_{LS}$ .

Говоря о релаксации ионного пучка в МЗУВ, мы разделяем между собой области основного скачка магнитного поля, магнитного подножия и области перед фронтом ударной волны. Условия возбуждения колебаний пучком ионов в перечисленных зонах различны; они определяют режимы релаксации, под которыми подразумевается диссипация энергии и уширение исходного углового распределения отраженных частиц.

Процесс релаксации в области рампы будем характеризовать величинами  $J = dV_{\parallel} / dV_{\perp}$  и  $V_{j2} / C_{S2}$  ( $dV_{\parallel}$ ,  $dV_{\perp}$  – изменение скорости пучка, соответственно, вдоль и поперек исходного направления движения,  $V_{j2}$  – скорость движения ионов относительно плазмы во фронте МЗУВ,  $C_{S2} = \sqrt{T_{e2} / M}$  – скорость ионного звука в области максимальной температуры электронов. В работе [111] параметр  $J$  определен как:  $J = \sqrt{L} C_{S2} / V_b$  ( $L$  – кулоновский логарифм). В нашем эксперименте диапазон изменения параметра равен:  $0,4 \leq J \leq 1,2$ . Нижняя граница соответствует режиму 2. Здесь же  $V_{j2} / C_{S2} \approx 6 - 8$ . Несмотря на то, что при таких параметрах амплитуда потенциала  $e j_2 \leq (0,5 M U^2) / 2$  и смещена за рампы, регистрируются энергетические распределения с  $E_{max} \gg M(2U^2) / 2$ . Верхние значения  $J = 1 \div 1,2$  и  $V_{j2} / C_{S2} = 3 \div 3,5$  характерны для режима 1 (рис. 3.43). В этом режиме в области максимума потенциала  $T_{e2} / T_{i2} > 3$  и могут возбуждаться ионнозвуковые осцилляции. Время раскачки колебаний  $1 / g_{IS} \sim w_{pi}^{-1} \gg 2 \times 10^{-10}$  с; ( $g_{IS \text{набл}} \sim 10^3$ ). При таких условиях наблюдаются ионные спектры с трехмерно релаксирующим пучком;  $E_{max} \gg E_b$ . Промежуточные значения  $J$ ,  $V_{j2} / C_{S2}$  соответствуют ударным волнам, в которых релаксация по импульсам и

упругое рассеяние происходят одновременно, формируя переходные между режимами 1 и 2 спектры.

Перед фронтом ударной волны, наиболее вероятно,  $T_e/T_i < 2$ , поэтому возбуждение пучком ионнозвуковых колебаний затруднено. В данной области пучок отраженных ионов, движущийся в плазме с  $b \ll 1$  и  $w_{ce} \ll w_{pe}$  поперек магнитного поля, может раскачивать потенциальные колебания с частотами  $w \approx w_{LH}$ . Максимальный инкремент соответствует распространению колебаний вдоль начального направления распространения пучка (параллельно  $\hat{n}$ ). В режиме 2 время, обратное максимальному инкременту раскачки продольных высокочастотных колебаний магнитозвуковых колебаний перед фронтом МЗУВ,  $1/g_{MS} > w_{LH}^{-1} \approx 3 \times 10^{-8}$  с, что меньше времени наблюдения  $t_{набл}$ . Но резонансное волновое число  $k_r = w_{LH}/V_b$  определяет длину волны вдоль пучка  $l_r \approx 5$ , что примерно равно расстоянию точки измерения до стенки рабочего объема. Поэтому в режиме 2 рост амплитуды потенциальных колебаний перед фронтом МЗУВ затруднен, пучок не тормозится (рис. 3.46), фокусировки и накопления ионов перед фронтом МЗУВ нет. В режиме 1 отраженные ионы релаксируют в основном скачке магнитного поля (рис. 3.43, кривая II). Средняя скорость пучка перед рампом уменьшается и, следовательно, длина релаксации  $l_r$  будет меньше  $10c/w_{pe}$  ( $\approx 1$  см). Таким образом, релаксация пучка отраженных ионов на магнитозвуковых колебаниях имеет место (рис. 3.43, спектр I).

**Обсуждение результатов. Ускорение электронов.** Для анализа возможностей ускорения электронов во фронте МЗУВ мы воспользуемся данными, изложенными в работах [70; 112; 267]. В работе [70] была показана возможность ускорения электронов в зоне турбулентности, возбуждаемой пучком отраженных ионов (колебания вдоль магнитного поля – поперек  $V_b$ ). Можно оценить длины волн таких колебаний, разрешенные для нашей экспериментальной установки. Вероятно, что  $l_{\parallel} \ll L$ , где  $L = 30$  см – ширина ударного витка и области генерации отраженного потока. В таком случае угол между  $\hat{k}$  и  $\hat{B}_0$   $q \ll 85^\circ$  и  $l/g_{MS} (q = 85^\circ) = (6, 12) \times 10^{-8}$  с, что меньше  $t_{набл}$ . Максимальные фазовые скорости колебаний вдоль вектора магнитного поля  $V_f > (1 \div 2) \times 10^7$  см/с и в резонансе с колебаниями могут находиться электроны с температурой  $T_e > (1, 2)$  эВ. Если для условий рис. 3.63 принять, используя результаты измерений, что  $n_b = 0,1n_0$ , энергия отраженных ионов  $E_b = 525$  эВ и число ускоряемых электро-

нов  $n_{eh} = 0,2n_0$ , то средняя энергия ускоренных электронов в зоне 1 оценивается по току на зонд величиной  $E_e \sim 75 \text{ эВ} \gg 100T_{e0}$ . Такой прирост энергии электронов обеспечивается, если на их подогрев пойдет порядка (20 ÷ 30)% энергии отраженных ионов ( $n_b MV_b^2/2 \gg (2, 5) \times 10^{15} \text{ эВ/см}^3$ ). Использование формул, приведенных в работе [70] для электронного сигнала, опережающего отраженные ионы, дает длину релаксации  $l_{\parallel} \gg V_b/w_{ci} \gg 10 \text{ см} < L$  и  $E_{e.min} = (16, 32) \text{ эВ}$ , что не противоречит значениям, полученным в описываемом эксперименте.

На профиле лидирующего электронного сигнала можно выделить укрупняющийся по мере движения фронт, который имеет квазистационарную на расстоянии 1,4 см между зондами амплитуду. Скорость его движения  $V \gg 7,8 \times 10^7 \text{ см/с} \ll V_{eh}$ , и  $V \ll V_{e^{\wedge}}$  ( $V_{eh}/V \gg 7$  для температуры горячих электронов  $T_{eh} = 75 \text{ эВ}$ ;  $V_{eh}$  – скорость горячих электронов,  $V_{e^{\wedge}}$  – скорость поперечной диффузии). Можно предположить, что движение горячих электронов поперек магнитного поля начинается с процесса диффузии. Зная расстояние  $L$  от точки формирования фронта электронного сигнала (порядка расстояния до стенки рабочего объема) и время его прохождения  $t_f$ , для коэффициента диффузии нагретых в зоне ион-ионного взаимодействия электронов поперек начального магнитного поля получаем:  $D_{e^{\wedge}} \gg L^2/t_f \gg 6,9 \times 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$ . С другой стороны,  $D_{e^{\wedge}} \gg (2T_{e0}mc^2 n_{eff})/(e^2 B_0^2)$ , откуда следует оценка для эффективной частоты столкновений, которая определяет скорость поперечной диффузии:  $n_{eff} \sim 10^{12} \text{ 1/с}$ . Такая  $n_{eff}$  может обеспечиваться колебаниями, возбуждаемыми при встречном относительно ионов движении холодных электронов, восстанавливающих квазинейтральность плазмы при разлете горячих электронов. Это происходит, когда скорость движения холодных электронов относительно ионов  $V_{ei} \sim \sim (n_{eh}/n_0) \sqrt{T_{eh}/m}$  – скорость волны замещения превышает критическую скорость, соответствующую порогу возбуждения колебаний ионнозвукового типа в холодной плазме  $V_c \approx \sqrt{T_{e0}/m}$  (неустойчивость Бунемана) [195].  $V_{ei} \approx 5,2 \times 10^8 \text{ см/с}$ , что больше  $V_c \approx 6 \times 10^7 \text{ см/с}$  при  $n_{eh}/n_0 = 0,2$  и  $T_{eh} = 75 \text{ эВ}$ .

Вторая зона усиленного электронного тока, находящаяся в окрестности подножия магнитного профиля (рис. 3.48 и 3.49), также является следствием нагрева электронов. Ионный ток в этой области формируется практически только низкоэнергетичной частью отраженных частиц и меньше электронного. Причинами набора энергии электронами в данном случае могут быть как уско-

рение в зоне релаксации пучка отраженных ионов в рампе и в подножии, так и резистивный (на эффективной частоте) нагрев в области основного скачка магнитного поля. Закономерности формирования и распространения потока горячих электронов поперек магнитного поля здесь аналогичны наблюдаемым для лидирующего потока.

Всплеск нагрева электронов в области скачка магнитного поля (в третьей зоне), как уже подчеркивалось, происходит за время, меньшее времени прохождения МЗУВ между зондами (рис. 3.48 и 3.50). Энергии, набираемые электронами в этом случае, явно превышают значения  $T_{e2}$  ( $T_{e2} \approx 50 \div 60$  эВ), которые являются результатом адиабатического нагрева и ускорения в зоне токовой ионнозвуковой турбулентности в области максимального градиента  $\dot{B}$ . Неадиабатический механизм нагрева электронов [85; 143; 361] возможен за фронтом МЗУВ, где отношение теплового электронного давления к давлению магнитного поля  $b_e$  становится порядка 1 и  $c/w_{pe} \sim r_e$  ( $r_e$  – ларморовский радиус электронов). Данные измерений верхней границы характерного масштаба изменения поперечного электрического поля  $d \approx 2c/w_{pe}$  и полная амплитуда скачка электростатического потенциала во фронте МЗУВ  $j_2 \approx 400$  В, совместно с фактом изменения полярности тока потенциального зонда, позволяют говорить о наблюдении эффекта ускорения всех электронов плазмы до энергий  $E_e \sim e j_2$ .

**Структура ударной волны.** В этом разделе мы обсудим свойства ударноволнового фронта с точки зрения нестационарности как протекающих процессов, так и пространственной структуры. Объясняя причины импульсного энерговыделения в МЗУВ, попытаемся учитывать идеи развивающегося подхода, при котором формирование и распространение МЗУВ рассматривается как эволюционный процесс [85; 143; 216; 328; 361]. Это возможно, если происходит нарушение квазинейтральности, типичным проявлением которого являются изомагнитные скачки в МЗУВ [290]. Широко обсуждается как основная причина нестационарности – наличие отраженных ионов.

Сам по себе процесс отражения имеет характер динамического явления, когда последовательно происходит формирование скачка электростатического потенциала, его укрупнение, приводящее к размерам, меньшим по сравнению с магнитным профилем (рис. 3.48 а), и собственно отражение значительного ко-

личества ионов. Унос потоковой энергии ударной волны отраженными частицами ведет к уменьшению величины скачка потенциала и поперечного электрического поля. Это, в свою очередь, ведет к уменьшению числа отраженных ионов. В численных экспериментах модуляция величины электростатического потенциала, формирование нового отражающего скачка наблюдались в работах [216; 328]. Период данного цикла оказался равным  $t \sim w_{ci}^{-1}$ .

Более короткопериодные эффекты, связанные с отраженными ионами (рис. 3.50, спектры I, II), вероятно, определяются явлениями опрокидывания электронного потока и импульсного неадиабатического нагрева электронов в области основного скачка магнитного поля. Как известно, [85; 113], гидродинамическое опрокидывание электронного потока, имеющее пороговый характер, при кинетическом рассмотрении ведет к изменению вида функции распределения электронов, что вызывает рост потенциальной составляющей электрического поля, осциллирующей с частотой  $w_{ce} |\cos(q_n)|$ , где  $q_n$  – угол между направлением изменения параметров плазмы и локальным направлением магнитного поля. Далее происходит модуляция скорости набегающего потока и отражение становится нестационарным (рис. 3.48 б, 3.49, кривые 3, характеризующие поведение отраженных частиц). Следуя результатам работ [85; 361], для условий эксперимента временной масштаб процесса  $0,1 w_{ci}^{-1}$  не превышает  $10^{-8}$  с, что много меньше времени наблюдения  $t_{набл}$ , а пространственный масштаб этого процесса не превышает 0,2 см, что составляет величину порядка  $(2, 3)c/w_{pe}$ .

В области ударно-волнового перехода есть область, где магнитное поле нарастает плавно, – диффузионное магнитное подножие. Ясно видно, что длина подножия не соответствует невозмущенным орбитам отраженных ионов (ширина подножия  $< U/w_{ci}$ ), а поле в рампе нарастает резко на масштабе  $\sim 10 c/w_{pe}$ . Факт наличия турбулентной зоны перед основным скачком магнитного поля позволяет конкретизировать причинную связь подножия на магнитном профиле с отраженными ионами. Цепочка процессов, сопровождающих релаксацию пучка ионов в области налетающего потока плазмы, обеспечивает высокое значение эффективной частоты столкновений  $n_{eff} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$  в результате возбуждения колебаний при встречном движении холодных электронов, восстанавливающих квазинейтральность плазмы при разлете из рампы потока горячих электронов, частично скомпенсированного отраженными ионами (вблизи

скачка магнитного поля). Коэффициент диффузии магнитного поля для такой частоты столкновений  $D_M = \frac{c^2}{4\pi s} \approx \frac{c^2 n_0 e^2}{4\pi m n_{eff}}$  дает за время  $t < w_{ci}^{-1} \gg 10^{-7} c < t_{набл}$

длину диффузионного подножия на профиле  $\dot{B}$   $D_d \sim 1$  см ( $\sigma$  – проводимость турбулентной плазмы), что соответствует нашим измерениям.

Как следует из экспериментальных данных, отраженные ионы и горячие электроны определяют формирование пространственной структуры фронта ударной волны в том числе и в докритических ударных волнах с  $M_A = 1, 5 \div 2,9$  (рис. 3.43 и 3.46-3.50).

Таким образом, для поперечной бесстолкновительной ударной волны в плазме характерно: 1) фронт МЗУВ эволюционирует; 2) МЗУВ имеет следующую структуру: область горячих электронов – зона релаксации части энергии потока отраженных ионов – область диффузионного нарастания магнитного поля (подножие) – скачок параметров плазмы (рампы) – зона за фронтом ударной волны (overshoot, undershoot). Каждый элемент структуры определяется своим набором плазменных процессов и их динамикой.

**Приложения результатов эксперимента.** Интересно рассмотреть возможное приложение наших результатов, относящихся к генерации и уходу горячих электронов из зоны ион-ионного взаимодействия, к околосолнечной ударной волне. Как известно, в окрестности околосолнечной ударной волны существует так называемая foreshock-область, отделенная от солнечного ветра тангенциальными к поперечному участку ( $q_{Bn} \gg 90^\circ$ ) МЗУВ силовыми линиями ММП, и с другой стороны ограниченная околосолнечной ударной волной. Foreshock имеет определенную структуру, самым внешними элементами которой являются тонкие слои электронов, имеющих энергию 1,5–16 кэВ [195]. Приходят эти электроны из области поперечной МЗУВ. Соседним (со стороны ударной волны) элементом являются ионы, имеющие пучковые («reflected») распределения по энергии. Основываясь на результатах проведенного нами эксперимента, можно предположить, что наблюдаемая в космосе структура формируется уже непосредственно в зоне отраженного потока перед поперечной ударной волной, где можно ожидать нагрев электронов, аналогичный наблюдаемому в лабораторном эксперименте до температур  $\sim 100 T_{CB}$  ( $T_{CB}$  – температура электронов в солнечном ветре). В таком случае, область горячих электронов, «опирающаяся на

ионный поршень», будет инжектором частиц для ускорительных механизмов, увеличивающих энергию электронов до  $(1,5 \div 16)$  кэВ.

Выход горячих электронов из фронта магнитного поля, по-видимому, является типичным явлением для МЗУВ. Рост температуры электронов, начинающийся до появления магнитного сигнала (опережение много больше ширины рампы), регистрировался и при пересечениях квазиперпендикулярных ударных волн 6 января 1978 года и 20 августа 1979 года на КА ISEE 2 в период высокоскоростного солнечного ветра [359]. Аналогичный эффект наблюдался для МЗУВ 7 мая 1985 года со спутника «Прогноз-10-Интеркосмос» [40].

Следует заметить, что импульсный электронный нагрев наблюдался нами при наибольших (для проведенных экспериментов) значениях начального магнитного поля  $B_0 = (310 \div 423)$  Гс и высокой скорости МЗУВ. Пересечения фронтов околосолнечной ударной волны, когда регистрировался сильный нагрев электронов [359], происходили также при больших значениях ММП  $B_0 \approx (13, 18) \cdot 10^{-5}$  Гс  $\approx 2 \langle B_0 \rangle$  ( $\langle B_0 \rangle$  – средняя величина ММП на орбите Земли) и с высокой скоростью солнечного ветра  $V_{CB} = (5,7 \div 6,12) \cdot 10^7$  см/с. Для лабораторного эксперимента, кроме того,  $h \approx 2$ .

Основные выводы, следующие из экспериментального исследования релаксации отраженного потока во фронте МЗУВ:

1. Фронт ударной волны – незастывшее состояние. В процессе эволюции МЗУВ поток отраженных ионов и электростатический потенциал осциллируют с периодами как много меньшими, так и порядка  $w_{ci}^{-1}$ . Поток отраженных ионов формирует убегающий от фронта МЗУВ эффективно отражающий скачок потенциала величиной, сравнимой со значением потенциала в области основного скачка магнитного поля.

2. Во фронте ударной волны пучок отраженных ионов нагревается ( $DV_b \gg 0,1V_b$ ) и рассеивается по углам. Отраженные ионы передают часть своей энергии высокочастотным магнитозвуковым колебаниям, в результате взаимодействия с которыми порядка 30% энергии пучка идет в нагрев (ускорение) электронов до значений около 100 начальных электронных температур.

3. Нагретые в зоне ион-ионного взаимодействия электроны выходят из нее в область налетающего потока плазмы поперек магнитного поля в виде скачка с укручающимся фронтом квазистационарной амплитуды, движущегося со скоростью  $V \ll V_{Te}$ . Аномально быстрое поперечное распространение ини-



цируется высокой эффективной частотой столкновений во фронте электронного потока ( $n_{eff} > w_{pi}$ ) из-за возбуждения бунемановской неустойчивости компенсационным потоком холодных электронов из плазмы перед фронтом ударной волны.

4. Наблюдается импульсный неадиабатический нагрев всех электронов в области основного скачка магнитного поля до энергий порядка величины полного скачка потенциала во фронте МЗУВ.

5. Поперечная магнитозвуковая бесстолкновительная ударная волна имеет следующую обобщенную структуру: область горячих электронов – турбулентная зона, занятая отраженным ионным потоком – диффузионное магнитное подножие – скачки магнитного поля и параметров плазмы – область релаксации потока за фронтом МЗУВ.

### 3.4. Эксперименты по исследованию модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний

Как известно из линейной теории, распространение электронного пучка в плазме вследствие его неустойчивости приводит к раскачке ленгмюровских колебаний, амплитуда которых с течением времени растет экспоненциально [34]. При достаточно большой амплитуде колебаний «включаются» различные нелинейные эффекты, которые в конце концов приводят к ограничению роста амплитуды колебаний. В данном разделе рассматривается один из таких нелинейных процессов, связанный с ленгмюровскими колебаниями большой амплитуды.

Из нелинейной теории плазмы следует, что в плазме с высоким уровнем ленгмюровской турбулентности может начаться самопроизвольная локализация поля плазменных колебаний, сопровождаемая модуляцией плотности плазмы, – явление, получившее название модуляционной неустойчивости [157]. В результате этой неустойчивости образуются плазменные каверны (зоны пониженной плотности) с запертыми в них ленгмюровскими колебаниями (плазмонами). Отдельная каверна стремится уменьшить свой размер – схлопнуться. Для двухмерной или трехмерной задачи, если в начальный момент времени давление плазмонов превышает кинетическое, процесс схлопывания неизбежен.

Как показывают расчеты, в центре схлопывающейся каверны электрическое поле взрывным образом нарастает, а плотность, соответственно, уменьшается. Непрерывно уменьшающийся размер каверны приводит к уменьшению длины волны ленгмюровских колебаний, запертых в каверне, а когда длина волны уменьшается до величины порядка 10 дебаевских радиусов или меньше, сценарий явления резко меняется.

Плазменные колебания с длиной волны меньше  $10l_D$  начинают интенсивно затухать (затухание Ландау), так как их фазовая скорость становится сравнимой с тепловой скоростью электронов. Это приводит к тому, что давление плазмонов начинает падать и схлопывание каверны прекращается. Энергия электрического поля колебаний переходит к электронам плазмы, что ведет к их ускорению и образованию надтеплового хвоста на электронной функции распределения [81; 82; 88].

Самый же главный вывод, следующий из представленной картины, за-

ключается в том, что в результате развития модуляционной неустойчивости нарушается синхронизация волн с частицами пучка, существенно уменьшается эффективность взаимодействия пучка с плазмой, вследствие чего пучок начинает беспрепятственно проходить через плазму.

По-видимому, эффекты плазменно-пучкового взаимодействия, описанные выше, должны иметь место и при распространении пучков в космической плазме. Например, в работе [261] предполагается, что наличием в системе пучок-плазма модуляционной неустойчивости можно объяснить экспериментально наблюдаемую большую длину релаксации релятивистских электронов солнечного ветра, которая примерно равна половине расстояния от Земли до Солнца. В работе [155] показано, что в определенных условиях, реализуемых в ионосфере, именно ускоренные электроны плазмы поглощают теряемую энергию пучка.

Хотя в теории нелинейных процессов в бесстолкновительной плазме достигнут значительный прогресс, экспериментальных данных по изучению нелинейных свойств плазмы в пучково-плазменных системах пока мало. Ниже описываются эксперименты, в которых наблюдались достаточно интенсивные плазменные колебания в пучково-плазменном разряде, возбуждаемом плотным ( $n_b / n_0 \approx 0,1$ ) пучком электронов. Как следует из экспериментальных данных, уровень наблюдаемых колебаний настолько велик, что создаются условия для развития модуляционной неустойчивости. Далее, в согласии с теоретическими предсказаниями, в результате модуляционной неустойчивости ленгмюровские колебания концентрировались в схлопывающихся кавернах и затем затухали.

**Постановка эксперимента и методы диагностики.** Эксперименты по изучению пучково-плазменного разряда проводились на установке СОМБ. Источник радиального пучка электронов располагался на оси установки в 10 см от ее торца. Начальное давление остаточного газа составляло  $(2, 4) \cdot 10^{-6}$  мм. рт. ст. Эксперименты проводились в импульсном режиме работы установки, т.е. источник плазмы включался на время 1 мс с частотой повторения 0,1 Гц.

Отдельный цикл срабатывания системы создания плазмы («выстрел») выглядел следующим образом. В некоторый момент времени в область источника производился импульсный напуск рабочего газа (аргон) до давления  $5 \cdot 10^{-5}$  мм. рт. ст. Через 500 мкс, после того, как газ заполнял область вакуумной камеры

между ее стенкой и источником электронного пучка, на катод и анод подавались напряжения  $\Phi_k = -150$  В и  $\Phi_a = +40$  В длительностью 1 мс. Примерно через 10 мкс после этого в области источника зажигался ППР, а через 50 мкс устанавливалось квазистационарное состояние плазмы со следующими параметрами: плотность  $n_0 = 1,5 \times 10^6$  см<sup>-3</sup>, температура электронов и ионов  $T_e = 3$  эВ,  $T_i \gg 0,2$  эВ, соответственно, плотность нейтралов  $n_a = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, частоты столкновений (в основном с нейтралами) ионов и электронов плазмы и пучка, соответственно,  $n_{in} \gg n_{en} \gg 10^4$  с<sup>-1</sup>, линейная плазменная электронная частота  $f_p = 15$  МГц. Длины пробега частиц плазмы и пучка сравнимы или больше диаметра вакуумной камеры, т.е. плазму можно считать бесстолкновительной.

Пучок электронов, движущихся от источника в радиальном направлении, имел параметры: плотность  $n_b = 10^5$  см<sup>-3</sup>, энергия  $E = 150$  эВ, разброс частиц по энергиям  $DE = (3, 5)$  эВ. Установившиеся значения приведенных выше параметров плазмы и пучка имели хорошую повторяемость от «выстрела» к «выстрелу».

Таким образом, начиная с некоторого момента времени в рабочем объеме создавалась квазистационарная бесстолкновительная неизотермическая плазма, пронизываемая пучком электронов. Такая постановка эксперимента с пучком в плазме соответствовала так называемой задаче с граничными условиями [75]. Необходимо еще отметить следующие обстоятельства. Во-первых, плазма создавалась самим пучком. Во-вторых, пучок вводился в плазму без какой-либо внешней модуляции.

Ниже перечислены измеряемые величины и устройства для их измерения.

1. Распределение плотности плазмы по радиусу – цилиндрический ленгмюровский зонд (диаметр 0,03 см, длина 8 см) в режиме ионного тока насыщения ( $|\Phi_p| > |\Phi_k|$  - для предотвращения попадания электронного пучка на зонд).

2. Определение частоты колебаний, длины волны, фазовой скорости – два цилиндрических зонда, заземленные через согласованную нагрузку 75 Ом.

3. Энергетический спектр электронов а) сеточный энергоанализатор; б) дифференциальный электростатический энергоанализатор типа «плоское зеркало». Оба энергоанализатора помещались непосредственно в исследуемую область и давали функцию распределения, усредненную по периоду ВЧ колебаний.

4. Амплитуда колебаний электрического поля – емкостной зонд.

5. Распределение амплитуды ВЧ колебаний по радиусу – плавающий электрический зонд с детектором, состоящим из диода и интегрирующей RC-цепочки ( $RC = 5$  мкс).

Особенность измерений заключалась в том, что интересующее нас распределение оказалось невозможным найти, поставив в исследуемую область сразу несколько датчиков из-за их сильного взаимного влияния. Все измерения были проведены по точкам одним датчиком, используя следующее обстоятельство. Как выяснилось из общего вида сигнала с детекторного зонда (рис. 3.51), он состоял из повторяющихся всплесков ВЧ поля. Характерно, что осциллограммы сигнала первого всплеска колебаний совпадали от «выстрела» к «выстрелу» в пределах временного разрешения детектора (5 мкс). Последующие всплески вели себя во времени случайным образом как по форме, так и моменту появления. Поэтому мы проводили все измерения только в первом всплеске колебаний, используя факт его повторяемости.

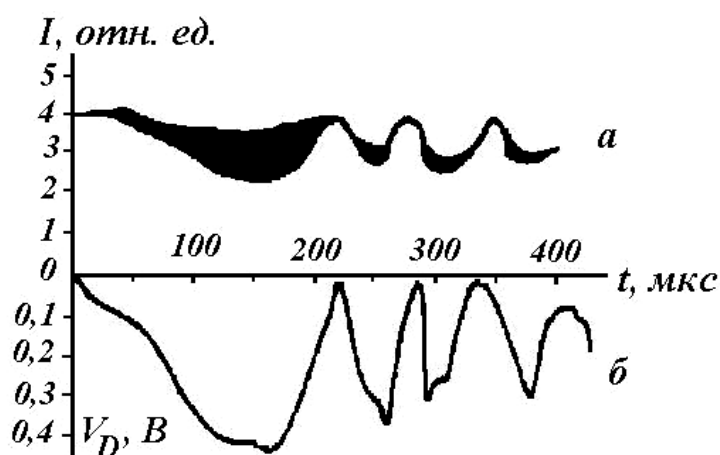


Рис. 3.51. Сигнал с ленгмюровского зонда (а) и детектора высокочастотных колебаний (б)

**Результаты эксперимента, их обсуждение и выводы.** Общий вид сигналов с детекторного и ленгмюровского зондов показан на рис. 3.51. Видно, что, начиная с момента появления пучка, ВЧ колебания возрастали по амплитуде, достигали максимального значения 2 В/см, после чего следовал резкий спад амплитуды, и колебания исчезали. Через некоторое время процесс нарастания и спада колебаний повторялся.

Из показаний ленгмюровского зонда, сигнал которого пропорционален плотности плазмы, следует (рис. 3.51), что во время роста электрического поля плотность плазмы уменьшается. На рис. 3.52 приведена зависимость от времени усредненных по ВЧ колебаниям квадрата амплитуды электрического поля и

плотности плазмы. На рис. 3.53 показана временная эволюция радиальных распределений плотности плазмы  $n$  и величины усредненного по ВЧ колебаниям квадрата электрического поля  $\langle E^2 \rangle$ . Для демонстрации разброса данных от «выстрела» к «выстрелу» на этом рисунке нанесены экспериментальные точки для двух последовательных «выстрелов». Из приведенных данных хорошо видно, что поле «вытесняет» плазму и «схлопывается» до размеров порядка  $10l_D$ , затем колебания резко падают по амплитуде и исчезают во всем объеме.

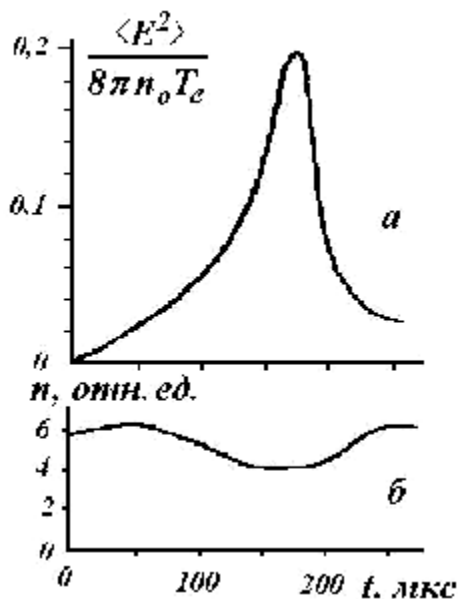
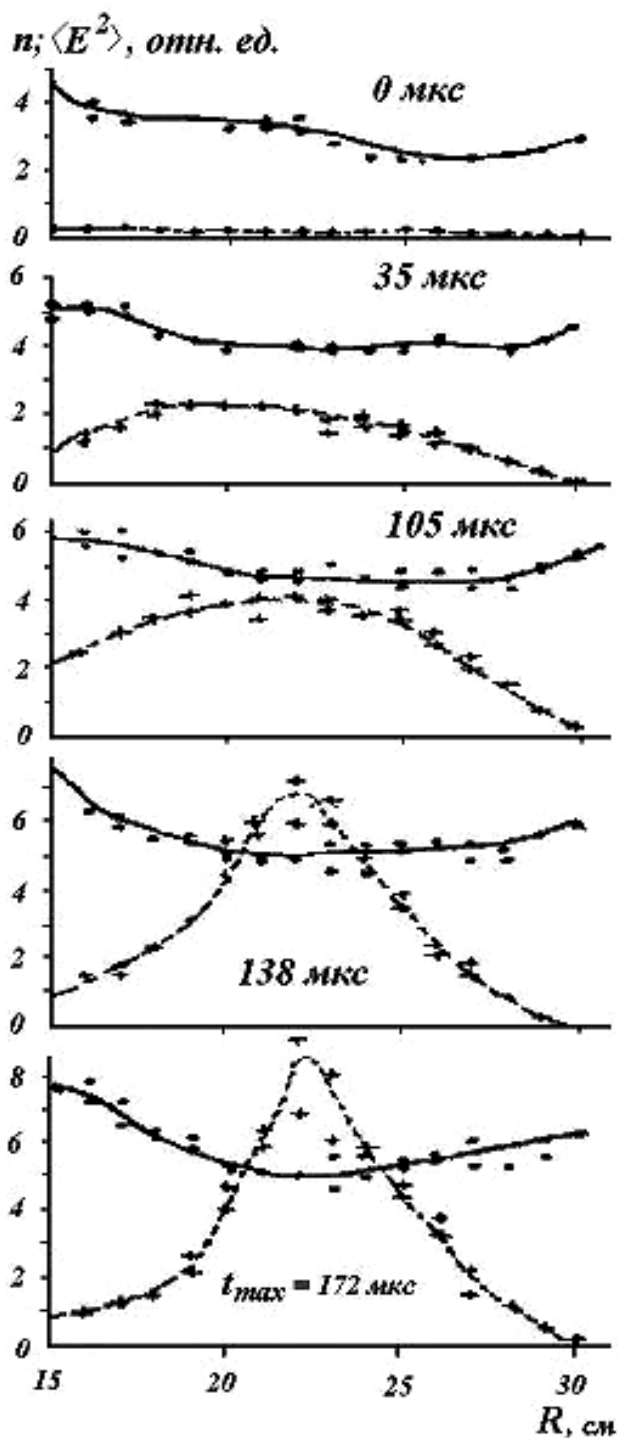


Рис. 3.52. Зависимость от времени квадрата амплитуды ВЧ колебаний (а) и плотности плазмы (б)

Рис. 3.53. Распределение по радиусу плотности плазмы (сплошные линии) и усредненного квадрата амплитуды электрического поля (пунктир) в различные моменты времени. Нанесены данные измерений, полученные в двух «выстрелах»

На рис. 3.54 приведены кривые задержки сеточного энергоана-

лизатора для электронов плазмы и пучка, соответственно, из которых следует:

а) электроны плазмы нагреваются от  $T_e = 3$  эВ до  $T_e = 4$  эВ,

б) функция распределения плазменных электронов деформируется, на ней появляется «хвост» быстрых частиц (рис. 3.54 а),

в) функция распределения пучка размыта по энергиям на величину порядка энергии пучка (рис. 3.54 б).

Результаты измерения частоты колебаний свидетельствуют о том, что в плазме возбуждается волна, бегущая с фазовой скоростью  $V_f = f/l$ , равной скорости пучка  $V_f = V_b$ . Частота волны немного меньше электронной плазменной  $f < f_p$ , а длина  $l = V_f/f$  – порядка размеров системы.

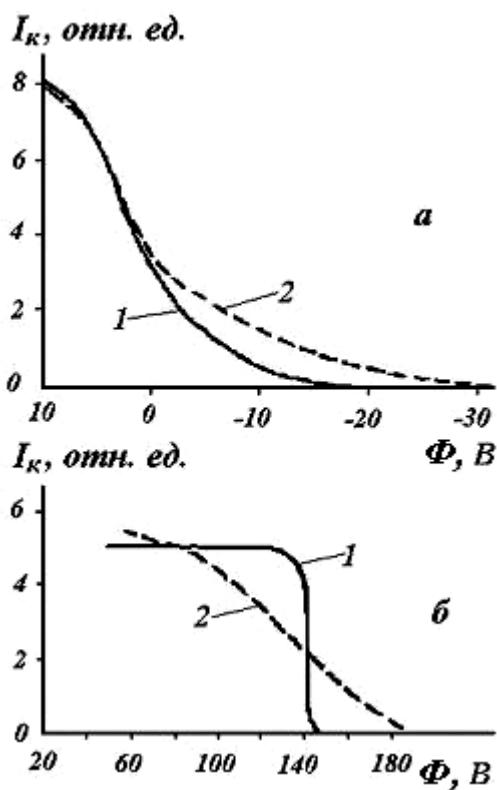


Рис. 3.54. Кривые задержки сеточного энергоанализатора, регистрирующего: а – электроны плазмы, б – пучок; 1 – перед началом раскачки колебаний, 2 – для максимальной амплитуды ВЧ колебаний

Отметим сразу, что наблюдавшиеся в наших опытах экспериментальные факты, такие как:

а) наличие области сильного ВЧ поля, расположенной на некотором расстоянии от места инжекции пучка,

б) появление в этой области (и за ней по ходу пучка) гармоник основной частоты,

в) сильное размытие (усредненное по ВЧ колебаниям) пучка по энергиям – являются типичными для ППР и довольно хорошо укладываются в рамки современных представлений о пучково-плазменном взаимодействии [133].

В наших экспериментах основное внимание уделялось исследованию динамики процесса нарастания и спада ВЧ колебаний в режимах, где эти колебания имели достаточно большую амплитуду. Как следует из результатов измерений (см. рис. 3.53), первоначально однородное распределение электрического поля пространственно модулировалось. Затем наблюдалась картина, характерная для коллапса [107], – плотность энергии электрического поля нарастала,

одновременно концентрируясь во все более узкой области пространства, достигала максимума, после чего быстро спадала.

Эти экспериментальные факты находят удовлетворительное объяснение, если предположить, что здесь имели место коротковолновая модуляционная неустойчивость [157] и коллапс ленгмюровских волн. Действительно, условие на амплитуду электрического поля, при которой, согласно теории [82], должна развиваться модуляционная неустойчивость  $\langle E^2 \rangle / 8pnT_e > T_e / E_b$ , в эксперименте удовлетворяется. Время «схлопывания», предсказываемое теорией [82],

$$t_{cal} \sim g_{mod}^{-1} \approx 5pw_{pi}n_0T_e / \langle E^2 \rangle_{max}$$

примерно равно наблюдаемому в эксперименте ( $g_{mod}$  – инкремент модуляционной неустойчивости).

Быстрое затухание поля, начинавшееся на пространственном масштабе меньше 10 дебаевских длин, вполне объяснимо включением бесстолкновительного затухания Ландау [82]. В пользу этого механизма затухания свидетельствует факт появления «хвоста» на функции распределения плазменных электронов (см. рис. 3.54 а). Влияние соударений (в основном электронов с нейтралами) на динамику ленгмюровских колебаний несущественно [155], так как выполнялось неравенство:  $n_{en} < f_p m / M$ .

Отметим, что на плоскости параметров  $(E_b / T_e / n_b / n_0)$ , введенной в работе [82] для иллюстрации областей применимости теоретических моделей плазменно-пучкового взаимодействия, нашим экспериментальным параметрам соответствует точка  $(10^2, 10^{-1})$ . Она попадает в область «сильной турбулентности», в которой существенную роль играет модуляционная неустойчивость.

Таким образом, в ППР экспериментально изучались ленгмюровские колебания с амплитудой, при которой включается модуляционная неустойчивость. Показано, что при ее развитии происходит «схлопывание» области с сильным электрическим полем до размеров порядка 10 дебаевских длин, после чего включается диссипация (затухание Ландау), и поле быстро затухает.

К настоящему времени надежно установлено, что самое впечатляющее явление в высокоширотной ионосфере – полярное сияние, которое может легко наблюдаться невооруженным глазом, вызывается потоком энергичных электронов, вторгающихся вдоль открытых магнитных силовых линий во время возмущенного состояния магнитосферы Земли. Выяснение природы физических явлений, характерных для этого процесса, приводит к фундаментальной



задаче о взаимодействии пучка энергичных электронов с плазмой. С момента начала запусков геофизических ракет и спутников Земли внимание к этой проблеме заметно возросло, а исследования взаимодействия потоков энергичных электронов с ионосферой стали проводиться на качественно новом уровне.

В первых же ракетных экспериментах с инжекцией электронных пучков в ионосфере [155] было зарегистрировано свечение околоракетной области вдоль траектории пучка. Было установлено, что свечение вызывается пучково-плазменным разрядом (ППР) – лавинообразной ионизацией нейтралов плазменными электронами, нагретыми и ускоренными в турбулентных полях, возбуждаемых пучком. Дальнейшие активные эксперименты в космосе (например, «АРАКС», «Зарница») показали, что происходящие при пучково-плазменном взаимодействии процессы весьма сложны и для своего объяснения требуют привлечения нелинейной теории коллективных плазменных эффектов. Результаты экспериментов, изложенных в этом разделе, помогают понять физические процессы, протекающие как при вторжении электронов в область каспа магнитосферы Земли, так и в пучково-плазменном разряде, возникающем в окрестности ракеты при инжекции с нее пучка электронов в ионосферную плазму.

## Глава 4. Квазинейтральный токовый слой

Нейтральным токовым слоем называют область плазмы, содержащую зоны с противоположно направленными параллельными магнитными силовыми линиями, разделенные токовым слоем [83; 115; 163]. Противоположное направление магнитных силовых линий токового слоя поддерживается током, текущим по нему. В гелиосферной и лабораторной плазме, наряду с определяющей продольной компонентой магнитного поля, имеется небольшая поперечная к плоскости токового слоя компонента магнитного поля, поэтому такой «неидеальный» слой называют «квазинейтральным» (КТС). Магнитное поле в центре слоя обращается в нуль. Нейтральные точки, линии возникают независимо от того, является ли намагниченная среда проводником или нейтральным газом. Простейшими примерами нулевых точек служат точки, возникающие между двумя параллельными линейными токами, а также нулевые точки в случае магнитного диполя, ориентированного вдоль однородного внешнего магнитного поля. КТС, однако, может существовать только в проводящей среде, например, в плазме.

Проблема КТС интересует исследователей, в основном, в связи с реализацией в квазинейтральном слое процесса магнитного пересоединения, который представляет собой перестройку топологии магнитного поля, обусловленную изменением связанности его силовых линий. Пересоединение (перезамыкание) силовых линий является фундаментальным физическим процессом в плазме, по-видимому, наиболее важным для объяснения крупномасштабных динамических преобразований магнитной энергии. В предыдущих главах мы рассматривали некоторые закономерности преобразования потоковой энергии МЗУВ в тепловую энергию плазмы и кинетическую энергию ускоренных частиц. Источником энергии для формирования ударной волны была энергия, запасенная в магнитном поле, – магнитный поршень. Возникновение ударных волн считается одним из следствий и магнитного пересоединения. Магнитное пересоединение не связано с топологическими ограничениями, поэтому количество выделенной энергии может быть существенно большим, чем для МЗУВ.

Проблема магнитного пересоединения включает в себя множество аспектов, основными из которых являются построение моделей магнитного пересоединения, нахождение в теории и в эксперименте, в гелиосферной и лабораторной плазме скоростей процесса, определение величины нагрева плазмы и воз-

возможности ускорения заряженных частиц до высоких энергий. Существует два подхода при решении проблемы. Первый заключается в поиске механизма аномальной резистивности, обеспечивающей быструю диссипацию энергии, накопленной в магнитном поле. Второй заключается в нахождении такой геометрической конфигурации магнитного поля, которая бы существенно сокращала эффективное время диссипации.

Отдельной задачей было показать теоретически и экспериментально саму возможность формирования токового слоя в конфигурации с нулевой точкой (линией). Одним из первых шагов в этом направлении было введение понятия и механизма «динамическая диссипация магнитного поля» [169; 170]. Топологические изменения магнитного поля были получены при рассмотрении двумерной (скорость  $\dot{\mathbf{V}} = \{V_x, V_y, 0\}$ , напряженность магнитного поля  $\dot{\mathbf{H}} = \{H_x, H_y, 0\}$ , вектор-потенциал магнитного поля  $\dot{\mathbf{A}} = \{0, 0, A(x, y)\}$ , давление и плотность плазмы в исходном состоянии – постоянные величины) задачи о течении замагниченной ( $\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}] = 0$ ; большие магнитные числа Рейнольдса) плазмы, возникающем из заданного начального состояния. Условие вмороженности допускает непрерывную деформацию магнитного поля и соответствующее ей непрерывное движение плазмы всюду, кроме магнитных нулевых точек. В окрестности нулевых точек образуется область сжатия, где возрастает градиент магнитного поля, который не может быть обеспечен плотностью тока заряженных частиц. Это, в свою очередь, означает, что появляется индукционное электрическое поле  $\dot{\mathbf{E}}$  вдоль «особой» нулевой линии. Оно непосредственно не связано с перемещением плазмы и предполагает нарушение вмороженности силовых линий магнитного поля и возможность скольжения силовых линий относительно среды, их пересоединение. Электрическое поле направлено вдоль тока в слое и совершает положительную работу над заряженными частицами, увеличивая их энергию, – обеспечивает превращение магнитной энергии в кинетическую энергию частиц, что и было названо динамической диссипацией. Отличие от джоулевой диссипации состоит в том, что нет простой пропорциональности между плотностью тока и напряженностью электрического поля, и ускорение частиц происходит вдоль образующихся в областях сжатия нулевых линий. Механизм динамической диссипации позволяет связать наблюдаемую в плазме быструю перестройку магнитных полей с появлением ускоренных частиц.

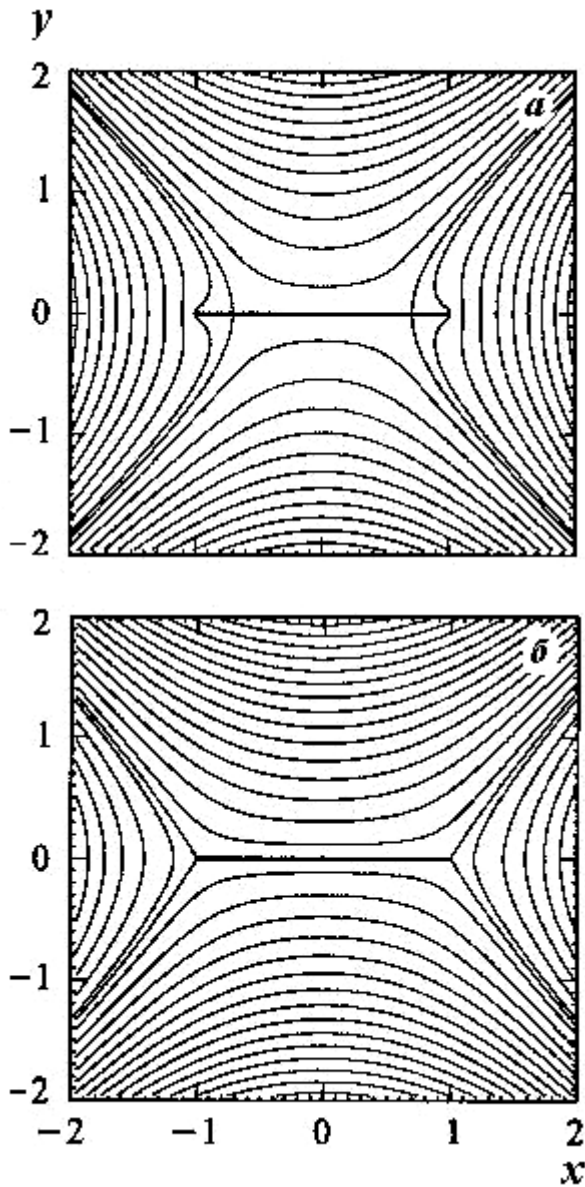


Рис. 4.1. Токовый слой, развивающийся из особой нулевой линии

На рис. 4.1 а приведено решение вида  $B_y + iB_x = \frac{z^2 + a^2}{(z^2 + L^2)^{0,5}}$ , где ось  $Oz$

перпендикулярна плоскости рисунка,  $L$  – полуширина токового слоя,  $a$  – постоянная. На рис. 4.1б дано менее общее решение Грина вида

$B_y + iB_x = (z^2 + L^2)^{0,5}$  (без обратных токов). Тонкие линии на рисунке – магнитные силовые линии; толстая линия – токовый слой.

В дальнейшем [219] решение Сыроватского было обобщено на асимметричные потенциальные ( $rot \dot{B} = 0$ ) и бессиловые ( $\dot{j} \times \dot{B} = 0$ ) магнитные поля:

$$B_y + iB_x = -B_0 \left[ \frac{\left( b + \frac{1}{2} \right) d^2 + 2dcz - z^2}{\sqrt{z^2 - d^2}} \right],$$

где  $b, c, d$  и  $B_0$  – постоянные величины.

Экспериментально формирование токовых слоев осуществлено, по нашим оценкам, на 17 экспериментальных установках. На одной из них – ТС-3 (рис. 4.2, 4.3) – пинчевый токовый слой – конфигурация, развивающаяся на особых линиях магнитного поля в плазме, был получен в процессе межэлектродного высоковольтного ( $\Phi \leq 50$  кВ;  $C = 2,63$  мкФ) разряда в плазме с замороженным двумерным магнитным полем с нулевой линией, в окрестности которой магнитное поле растет по линейному закону с расстоянием до нулевой линии  $\dot{H} = -h\{y; x; 0\}$ , где  $h$  – градиент магнитного поля в окрестности нулевой линии [118].

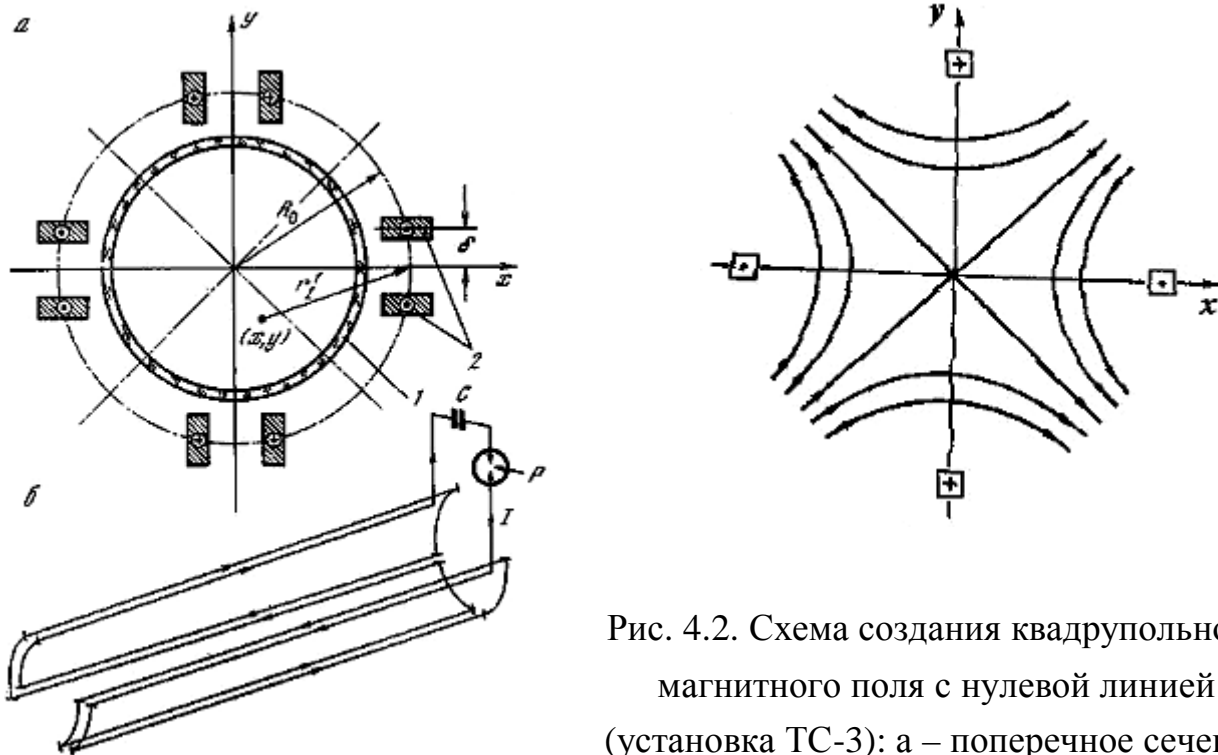


Рис. 4.2. Схема создания квадрупольного магнитного поля с нулевой линией (установка ТС-3): а – поперечное сечение

установки; б – электрическая схема соединения элементов системы;

1 – вакуумная камера, 2 – проводники с током; С – батарея конденсаторов, Р – разрядник; стрелками показаны направления токов в системе

Рис. 4.3. Конфигурация силовых линий двумерного магнитного поля с нулевой линией

На основании данных по измерению магнитных полей в окрестности токового слоя были сделаны выводы о получении токового слоя с отношением ширины к толщине  $Dx/Dy \gg 10 - 12$ ; толщина слоя  $2Dy$  изменялась в пределах 6–8 мм и медленно уменьшалась с ростом  $E_z$  и  $h$ . Слой не являлся строго нейтральным, имелась небольшая нормальная компонента магнитного поля  $H_y$ . Было зарегистрировано двумерное движение плазмы в окрестности развивающегося КТС. Сжатие плазмы в слой происходит тем быстрее, чем больше градиент магнитного поля, меньше начальная концентрация и больше напряженность электрического поля. Скорость сжатия плазмы в слой значительно превосходила скорость самопинчевания тока в отсутствие магнитного поля при одинаковых величинах токов, протекающих в плазме.

Токовые слои в лабораторной плазме создаются в результате быстрых изменений магнитных и электрических полей внешних коммутируемых источников энергии. Квазинейтральные токовые слои, как уже говорилось, были получены на 17 установках и их модификациях, 12 из которых описаны в работе

[212]. Остальные – являются модификациями установок, включенных в число 12. Это две исследовательские установки с трехмерной конфигурацией магнитного поля ТС-3D [59] и TS-3 типа «Z- $\theta$ -пинч» [319], установка «Компактный тор» [154], в которой проводятся работы по программе управляемого термоядерного синтеза, и модификации установки «УН-Феникс» с «локальным» магнитным возмущением, формирующим КТС («узкий ударный виток») [17; 18] и с перфорированным ударным витком [194]. Краткое описание нескольких (кроме  $\theta$ -пинчей, описание которых приведено при изложении нашего экспериментального материала) существенно отличающихся между собой установок мы приведем ниже.

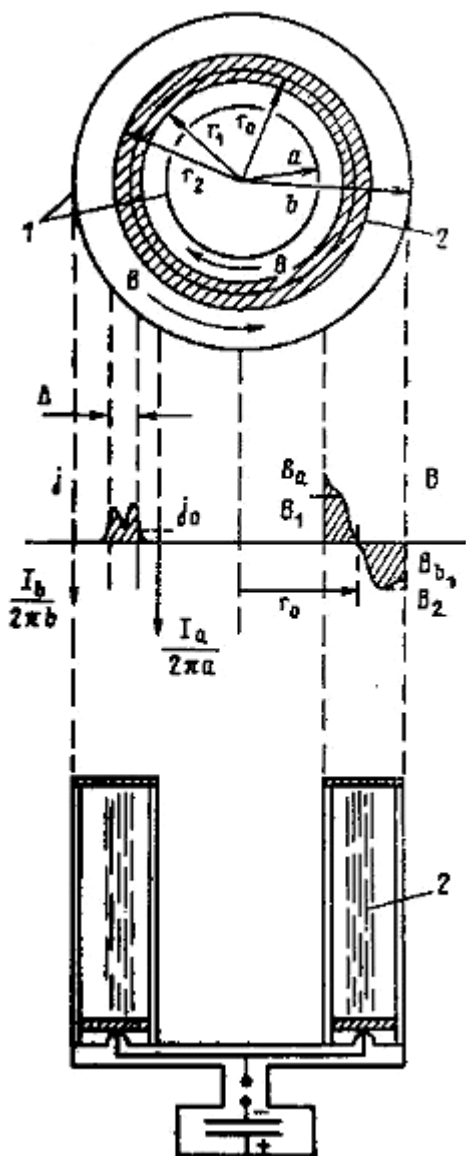


Рис. 4.4. Схема установки TRIAX:

1 – проводящие цилиндрические стенки, вдоль которых текут токи  $I_a$  и  $I_b$ ;

2 – цилиндрический токовый слой шириной  $b = 550$  см, толщиной  $D \approx 0,5$  см.

$B_a, B_b$  – магнитные поля противоположной полярности величиной  $\sim 10^4$  Гс

Установка TRIAX [195] представляет собой комбинацию внешнего разряда типа  $\theta$ -пинч и внутреннего разряда типа Z-пинч – токи, текущие по внутренней и внешней цилиндрической поверхности установки, замыкаются через плазму (рис. 4.4). В эксперименте отношение ширины слоя к его толщине  $b/D \approx 100$ . Эта величина максимальна для существующих установок. Два токовых слоя сливаются в один после нескольких колебаний около равновесного положения на некотором радиусе, образуя «сэндвич» между противоположно направленными магнитными полями.

В двойном обратном пинче (DIPD) [211] (рис. 4.5) разряд осуществляется между плоскими изолированными электродами, расстояние между которыми 10 см. Обратные токоподводы – изолированные медные стержни, расположенные внутри плазмы.

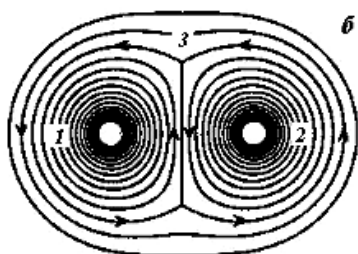
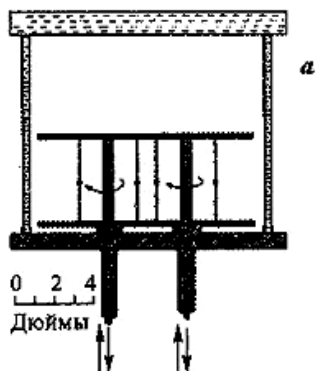


Рис. 4.7. Двойной обратный пинч. а – вид сбоку; б – эквипотенциальные линии  $z$ -компоненты векторного потенциала (магнитные поверхности); толстая линия – сепаратриса, которая разделяет магнитный поток на три области

Области 1 и 2 содержат индивидуальные магнитные потоки. Поток в области 3 является общим для областей 1 и 2 и формируется при пересоединении магнитных силовых линий в токовом слое (переносе магнитного потока) в месте столкновения токов 1 и 2 на нулевой линии X-типа. Плазма в установке столкновительная.

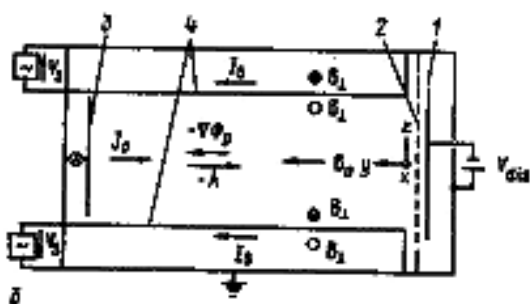
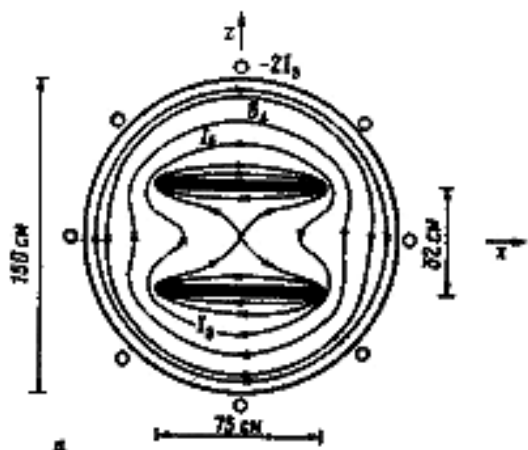


Рис. 4.6. Схема экспериментальной установки UCLAD: а – поперечное сечение вакуумной камеры с силовыми линиями магнитного поля  $B$  в вакууме; б – вид сбоку с обозначениями характерных полей и токов. 1 – катод; 2 – сетчатый анод; 3 – торцевой анод; 4 – токоподводы.

Установка работает в бесстолкновительном режиме

В экспериментальной установке UCLAD [351-353] с плоскими электродами длиной около 2 м ток в предварительно созданной плазме ( $I_p \geq 1000$  А) индуцировался при протекании по пластинам (рис. 4.6) противоположных токов вели-

чиной  $I_S = 20$  кА. Характерное время наблюдений составляет рекордную для лаборатории величину – 80 мкс.

Сформированный КТС оказывается макроскопически неустойчивым. Как говорилось выше, в процессе пересоединения силовых линий магнитного поля в КТС происходит изменение конфигурации плазмы: протяженный КТС разбивается на ряд токовых нитей или происходит слияние токовых жгутов (магнитных островов). Если изменение топологии происходит под действием внешних сил (формирование КТС обусловлено граничными условиями), то пересоединение называют вынужденным. Примером вынужденного (стационарного) пересоединения является пересоединение силовых линий магнитного поля, создаваемого двумя линейными параллельными токами (установка DIPD – рис. 4.5). Спонтанное (нестационарное) пересоединение развивается в результате локальной разрывной (тиринг) неустойчивости равновесной конфигурации КТС при длине слоя, превышающей его ширину, по крайней мере, в  $2\pi$  раз. Пересоединение проявляется как релаксационное явление: продолжительное время плазма эволюционирует, начальный магнитный поток захватывается внутрь магнитных островов, накапливается магнитная энергия, а затем происходит импульсное (взрывное) энерговыделение.

Процесс пересоединения характеризуется скоростью пересоединения – это скорость движения замагниченной плазмы в область пересоединения, или величина индукционного электрического поля  $E_H$ , определяемая скоростью изменения захваченного магнитного потока, или инкремент соответствующей тиринг-моды. Пересоединение магнитного поля возможно только при локальном нарушении условия вмороженности силовых линий, когда при магнитном числе Рейнольдса  $Re_m = \frac{LV_A}{h} \leq 1$  ( $L$  – характерный масштаб изменения магнитного поля;  $h = 1/m_0\sigma$  – коэффициент магнитной диффузии;  $m_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м – магнитная проницаемость свободного пространства;  $\sigma$  – проводимость плазмы) становится заметной диффузия магнитного поля.

Для стационарного пересоединения предложено несколько моделей. Базовая модель Свита-Паркера рассматривает втекание со скоростью  $V_i$  плазмы в область диффузии через широкие стороны длиной  $2L$ , параллельные силовым линиям, и вытекание со скоростью  $V_0$  через узкие (перпендикулярные силовым линиям магнитного поля) стороны шириной  $2l$ . При этом предполагается, что



слой находится в равновесии, когда газокINETическое давление внутри него равно магнитному давлению на его границах. Скорость втекания здесь равна скорости диффузии плазмы внутрь слоя  $V_i = h/l$ . Скорость истечения плазмы из диффузионной области  $V_0 = V_{Ai}$  – альфвеновская скорость втекания. Тогда скорость пересоединения  $V_i = \frac{V_{Ai}}{\sqrt{Re_{mi}}}$ , где  $Re_{mi} = \frac{LV_{Ai}}{h}$ . В качестве безразмерной скорости пересоединения пользуются величиной  $M_e = V_i/V_{Ai}$ . Пересоединение Свита-Паркера – это так называемое медленное пересоединение. Его скорость мала для объяснения многих динамических процессов, связанных с перестройкой топологии магнитного поля в космической и лабораторной плазме.

Пересоединение в модели Петчека относится к быстрым процессам (рис. 4.7) и происходит с существенно большей, чем в модели Свита-Паркера, скоростью  $V > Re_m^{1/2}$  в очень малой области диффузии.

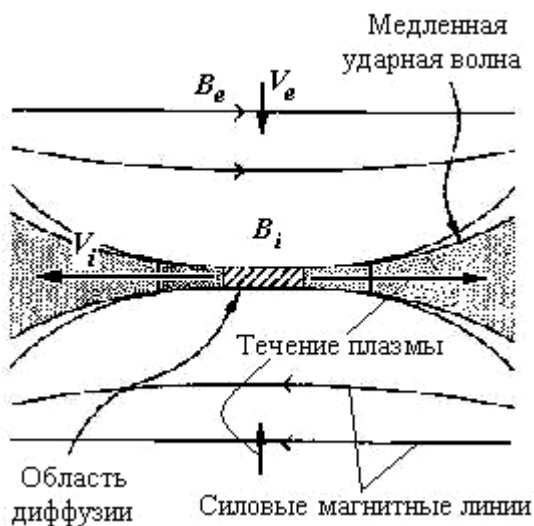


Рис. 4.7. Модель Петчека. Фланговые заштрихованные области соответствуют нагретой плазме

Область диффузии здесь является источником четырех медленных МЗУВ, которые останавливаются в потоке плазмы при достижении равновесного состояния. Магнитное поле на ударных волнах уменьшается

от значения однородного поля  $B_e$  на больших расстояниях от области диффузии до  $B_i$  на входе в область диффузии, а скорость потока возрастает от  $V_e$  до  $V_i$ . Максимальная скорость пересоединения при  $B_i = 0,5B_e$  будет равна

$$M_e^* \approx \frac{P}{8 \lg Re_m}.$$

Существует новое поколение моделей для быстрых режимов стационарного пересоединения, которые получены при введении других условий на границе области втекания. «Почти однородное» непотенциальное стационарное пересоединение [163] рассматривает возможность диффузного расширения области втекания, связанное с быстрой модой МЗУВ, при котором давление плазмы и магнитное давление увеличиваются и уменьшаются одновременно, тогда

как в возмущении, связанном с медленной модой, давление плазмы меняется в противофазе с магнитным. Была получена связь между альфвеновским числом Маха на больших расстояниях (в области общих силовых линий)  $M_e$  и альфвеновским числом Маха  $M_i$  на входе в область диффузии:

$$\left(\frac{M_e}{M_i}\right)^2 \approx \frac{4M_e(1-b)}{p} \left[ 0,834 - \ln \operatorname{tg} \left( \frac{4\operatorname{Re}_m M_e^{0,5} M_i^{0,5}}{p} \right)^{-1} \right], \text{ где появился параметр}$$

$b$ , характеризующий условия на границе области втекания и дающий весь спектр различных режимов. Здесь  $b = 0$  соответствует режиму Петчека;  $b > 0$  – скорость пересоединения больше скорости Петчека для того же значения  $M_i$ ; при  $b = 1 - M_e$  линейно возрастает с ростом  $M_i$ ; при  $b < 0$  скорость пересоединения меньше скорости пересоединения в режиме Петчека.

При другом подходе – «неоднородное пересоединение» (потенциальное и непотенциальное), при котором магнитные силовые линии в области втекания принимаются сильно искривленными. Существование таких силовых линий предполагает наличие внешних источников магнитного поля, вклад которых сопоставим с полем, генерируемым областью диффузии или медленными ударными волнами. Скорость пересоединения в этом случае  $\frac{M_i}{M_e} \approx \frac{1}{M_e^2 \operatorname{Re}_m}$  дает

обратно пропорциональную зависимость между  $M_i$  и  $M_e$  (прежде зависимость была прямо пропорциональной). Максимальное альфвеновское число Маха равно  $M_e^* \approx \frac{1,43}{\sqrt{\operatorname{Re}_m}}$ . Таким образом, было показано, что быстрое стационарное вынужденное пересоединение имеет место при подходящих граничных условиях и, возможно, при наличии локального усиления магнитной диффузии, например, за счет токовых неустойчивостей плазмы в области диффузии.

Работа в данном направлении продолжается. В частности, рассматривается альтернативное по отношению к тиринг-неустойчивости решение проблемы дестабилизации токового слоя в результате формирования противоположного тока в центре КТС неадиабатически ускоренными (нелинейно рассеянными) квазизахваченными ионами [377]. Исследуется самосогласованно тонкий токовый слой (толщина порядка ларморовского радиуса ионов) с ненулевой нормальной  $B_n$  компонентой магнитного поля. Поведение частиц приближенно ха-

рактируется инвариантом движения  $I_z = \frac{1}{2p} \oint MV_z dz$ , который в неоднородном магнитном поле в окрестности центральной области КТС подвержен импульсным резонансным изменениям в момент пересечения сепаратрисы. Первый адиабатический инвариант (магнитный момент)  $m = \frac{MV_n}{2H}$  при движении частиц не сохраняется из-за невыполнения условий адиабатичности  $\left| \frac{dH}{dt} : H \right| \ll w_{ci}, 1/H |gradH| \ll 1/r_{ci}$ . Характер движения ионов управляется па-

раметром адиабатичности  $k = \sqrt{\frac{R_c}{r_{max}}}$ , где  $R_c$  – минимальный радиус кривизны,

$r_{max}$  – максимальный ионный ларморовский радиус в КТС. При  $k \ll 1$  – движение квазиадиабатическое. В процессе «старения» КТС становится все более «наполненным» ионами с большими питч-углами, переносящими диамагнитный ток в окрестность нейтральной плоскости, приводя к нарушению равновесия и разрушению КТС.

Спонтанное (нестационарное) резистивное либо бесстолкновительное (из-за конечного ларморовского радиуса) пересоединение возникает в проводящей среде, когда ширина КТС настолько велика, что время диффузии много больше альфвеновского времени:  $t_d = \frac{\Delta^2}{h} \gg t_A = \frac{\Delta}{V_A}$  ( $D$  – толщина токового слоя) для

длин волн возмущения больших, чем толщина слоя ( $kD < 1$ ). Характерные времена развития резистивных тиринг-неустойчивостей  $g^{-1} \sim t_d (t_A / t_d)^l$ , где  $0 < l < 1$ . Тиринг-неустойчивости создают токовые нити в КТС с последующей диффузией этих нитей и связанных с ними магнитных петель и диссипацией магнитной энергии. Перестройка магнитных полей в окружающей плазме происходит на расстоянии порядка длины волны возмущения.

Простейший анализ устойчивости плоского нейтрального слоя [83] проводят для модели Харриса (рис. 4.8). При выполнении баланса теплового и магнитного давлений невозмущенное магнитное поле (а) представляют как  $\dot{B} = B_0 th(x/\Delta) \mathbf{e}_z$ . Ток, поддерживающий магнитное поле, течет по оси  $Oy$ . Плотность плазмы  $n(x) = n_0 / ch^2(x/D)$ . Распределение частиц по скоростям является максвелловским, сдвинутым по оси  $Oy$  на величину токовой скорости  $V_y$ .

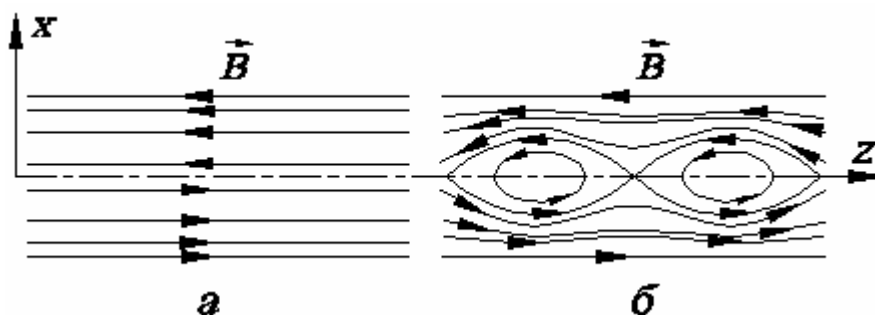


Рис. 4.8. Конфигурация магнитного поля в невозмущенном нейтральном слое (а) и при наличии возмущения типа тиринг-моды (б)

Развитие возмущения приводит к изменению топологии магнитного поля: происходит пинчевание токового слоя в токовые нити с последующим их слипанием и образованием областей замкнутых магнитных силовых линий – магнитных островов (рис. 4.8б). Магнитное поле при этом можно определить из формулы:  $\dot{\mathbf{B}} = B_0 \text{th}(x/\Delta) \mathbf{e}_z + B_{1x} \text{Sin}(kz) \mathbf{e}_x$ . Инкремент тиринг-моды определяется толщиной токового слоя, температурами ионов и электронов и величиной магнитного поля (ларморовским радиусом электронов):  $g = p^{1/2} (V_{Te} / \Delta) (r_e / \Delta)^{3/2} (1 + T_i / T_e) (1 - k^2 \Delta^2)$ .

Пересоединение в плазме может происходить и в случае, когда поле не меняет свое направление при переходе через слой на  $180^\circ$ , а происходит лишь поворот  $\mathbf{B}$  на конечный угол, меньший  $180^\circ$ . Такая конфигурация характерна для токамаков и исследовательских установок с трехмерным полем. В модели Харриса учитывается наличие постоянной компоненты магнитного поля, направленной вдоль равновесного тока (по оси  $Oy$ ):  $\dot{\mathbf{B}} = B_z(x) \mathbf{e}_z + B_y \mathbf{e}_y$ . Бесстолкновительная тиринг-неустойчивость стабилизируется в случае «размытого» токового слоя, когда  $D \gg r_i$ .

При неоднородном движении плазмы с вмороженным магнитным полем магнитные силовые линии вытягиваются. Появляется поперечная к слою  $B_n$  компонента магнитного поля. Равновесие плазмы в этом случае описывается системой уравнений:  $\dot{\mathbf{B}} = B_0 \text{th}(x/\Delta) \mathbf{e}_z + B_n \mathbf{e}_x$ ;  $n(x, z) = n_0(z) / \text{ch}^2(x/\Delta)$ . Тиринг-мода в этом случае становится более устойчивой. Энергия магнитного поля в данном случае расходуется еще и на сжатие плазмы в области сгущения магнитных силовых линий. Стабилизация тиринг-неустойчивости происходит тогда, когда затраты энергии на сжатие плазмы превышают энергию, высвобождаемую в результате пинчевания токов в КТС. Условие стабилизации записы-

вадается в виде:  $\frac{1 - k^2 \Delta^2}{k \Delta^2} \left( 1 + \frac{x}{k \Delta^2} \right) \leq \frac{k^2 B_0^2}{2 B_n^2} x_0$ . Дестабилизирующий эффект при

этом может оказывать эффект рассеяния частиц за счет кулоновских или «коллективных» столкновений. При достаточно частых соударениях диссипация тиринг-моды происходит в основном в результате черенковского взаимодействия с ионами. В этом случае говорят о развитии ионной тиринг-моды с инкрементом  $g = p^{1/2} (V_{Ti} / \Delta) (r_i / \Delta)^{3/2} (1 + T_e / T_i) (1 - k^2 \Delta^2) / k \Delta$ .

Развитие неустойчивости описывается линейной теорией до тех пор, пока ширина магнитных островов не станет больше ширины области диссипации около нейтрального слоя. Электроны в реальных условиях обычно замагничены, поэтому в нелинейном режиме рассматривается развитие ионной тиринг-моды. Баланс энергии на нелинейной стадии развития тиринг-моды достигается благодаря необратимой диссипации энергии, высвобождаемой при пинчевании токов в окрестности нейтральных X-линий. Амплитуда моды  $b_I$  нарастает во времени по взрывному закону:  $b_I(t) = b_I(0) / [1 - t/t_R]$ , где  $b_I(0)$  – амплитуда моды в начале нелинейной стадии;  $t_R$  – характерное время взрывного роста:  $t_R^{-1} = (p V_{Ti} / 4 D) \times (r_i / D) b_I(0) (1 + T_e / T_i) (1 + k^2 D^2) / k D$ . Взрывной рост прекращается, когда ширина острова станет порядка размера токового слоя  $D$ ; амплитуда насыщения  $b_{I_{max}} \gg (k D)^2$ .

Теория трехмерного пересоединения развита гораздо меньше, чем для двумерного случая. Основным признаком пересоединения, который предложено использовать как основное определение «общего магнитного пересоединения», является необходимое и достаточное условие для общего магнитного пересоединения:  $\int E_{OЛ} ds \neq 0$ , где  $E_{OЛ}$  – компонента электрического поля вдоль отдельной одной из возможных особых силовых линий; интеграл берется вдоль особой силовой линии. При этом поле вблизи силовой линии имеет топологию X-типа в плоскости, перпендикулярной к этой линии [163]. Причиной «разрушения магнитного соединения» – возникновения ненулевого электрического поля  $\dot{\mathbf{E}} + \dot{\mathbf{V}} \times \dot{\mathbf{B}} = \dot{\mathbf{R}}$  – является любая неидеальность  $\dot{\mathbf{R}}$  плазмы (столкновения, флуктуации, инерция частиц). Магнитное поле является структурно неустойчивым, если любое изменение поля вызывает изменение его топологии – бифуркацию. Различают пересоединение на плоскости, пересоединение на сепарато-

ре, веерное пересоединение и пересоединение на шипе. Трехмерные системы в некоторых обстоятельствах демонстрируют черты, которые наблюдались в их двумерных аналогах, но содержат большее разнообразие эффектов.

Экспериментально трехмерные эффекты динамики магнитного пересоединения, как упоминалось выше, изучаются на установках двух типов: сферомак (TS-3) и Z-пинч с квадрупольным и продольным начальными магнитными полями (ТС-3D).

Два плазменных тороида (сферомака) на установке TS-3 в схемах с плазменными пушками и Z- $q$ -пинчем [318] с параллельными тороидальными токами величиной до 30 кА ( $T_e = 10, 20$  эВ; плотность электронов  $(5 \div 10) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) взаимодействовали при столкновении во внешнем равновесном магнитном поле в присутствии нормальной к плоскости пересоединения (параллельной линии пересоединения) компоненты магнитного поля. Параметром, определяющим скорость пересоединения, оказался угол  $q = 2 \arctg(B_p/B_t)$  между взаимодействующими магнитными силовыми линиями, который изменялся при изменении полярности внутреннего полоидального ( $B_p$ ) поля и величины внешнего тороидального ( $B_t$ ) поля в точке пересоединения. Скорость слияния и индуцированного магнитного пересоединения при  $q = 180^\circ$  превышала скорость при  $q = 90^\circ$  примерно в 3 раза. Это различие объяснено свойствами нейтральных токовых слоев *с* и *без* компоненты магнитного поля, параллельной линии пересоединения (X-линии). Скорость пересоединения и плотность тока возрастали, а ширина нейтрального токового слоя уменьшалась при увеличении скорости сближения сферомаков. Скорость пересоединения спадала при увеличении внешнего тороидального поля  $B_t$ . При  $q = 180^\circ$  наблюдалась эффективное преобразование магнитной энергии при пересоединении в кинетическую.

На установке ТС-3D [59; 60; 246] исследованы возможности возникновения токовых слоев в трехмерных магнитных конфигурациях с особыми линиями X-типа, в окрестности которых магнитное поле может быть представлено в виде  $\dot{B} = \{hx; -hy; B_z\}$ , где  $h$  – градиент магнитного поля;  $\partial B_z / \partial z \rightarrow 0$ .

Для создания магнитной конфигурации с X-линией использовался (рис. 4.9) принцип суперпозиции двух полей: двумерного поля  $\dot{B}_\perp$  с нулевой линией и радиальным градиентом  $h \approx 600$  Гс/см, и однородного поля  $B_z \approx 6$  кГс, направленного вдоль нулевой линии. Рабочий газ – гелий. Магнитные поля возбуждались с помощью независимых электротехнических систем, что позволяло

формировать магнитные конфигурации с различными соотношениями между продольной и поперечной компонентами. Оба магнитных поля являются квази-стационарными по отношению к процессам, происходящим в плазме. Регистрировались двумерные распределения свечения плазмы в плоскости  $xOy$  в различных спектральных линиях и интегральные ЭОПограммы в  $Oz$ -направлении. При возбуждении продольного ( $I_z$ ) тока в плазме возникают токово-плазменные структуры двух групп: одна из них соответствует образованию плоского слоя, идентичного наблюдавшемуся при формировании слоя в 2D магнитном поле. При этом продольная компонента может превышать величину поперечного поля. Другая плазменная структура соответствует токовому слою вдали от центральной области. В центральной же области образуются две оболочки, разделенные полостью в виде щели – локальный минимум концентрации плазмы. Продольная компонента магнитного поля в слое усиливается до 80–90 % от исходного значения  $B_z$ . При этом для формирования токового слоя в магнитной конфигурации с X-линией отношение  $B_z/h$  не должно превышать некоторую критическую величину (15 см для данного эксперимента).

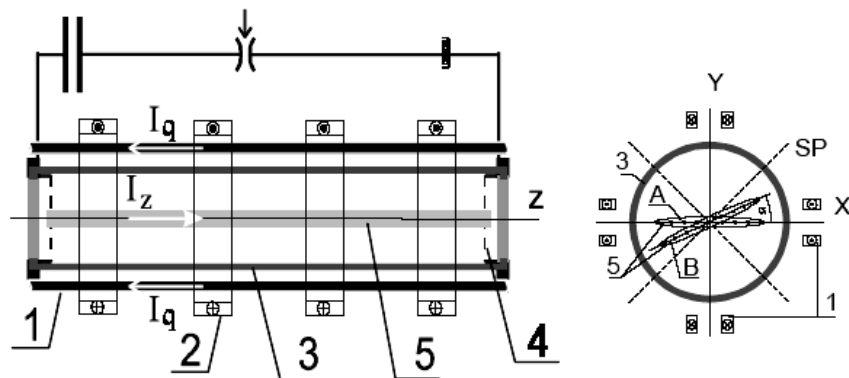


Рис. 4.9. Установка ТС-3D. Вид со стороны и поперечное сечение: 1 – проводники для создания 2D магнитного поля с нулевой линией; 2–4 - катушки генерации аксиально симметричного магнитного поля; 3 – вакуумная камера; 4 – сеточные электроды; 5 - токовый слой в 2D-поле (A) и в 3D неоднородном поле (B)

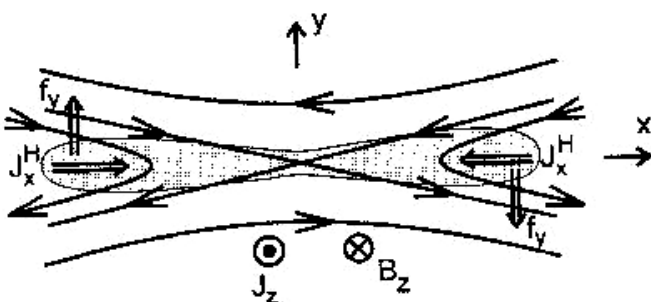


Рис. 4.10. Сечение токового слоя с холловскими токами  $J_x^H$  вдоль поверхности КТС и силой Ампера  $f_y$  по краям КТС

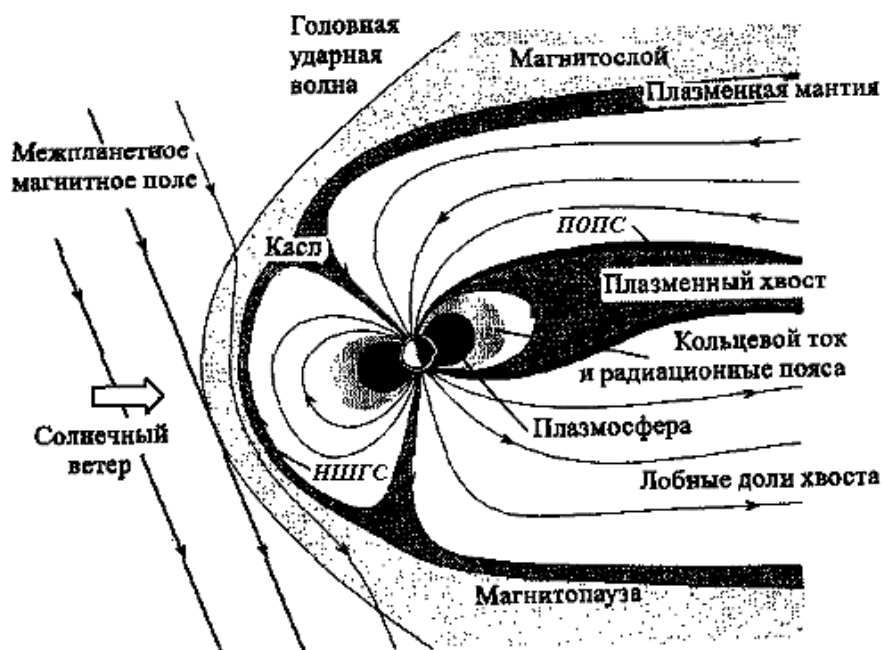
Заметные отличия в форме КТС наблюдались при генерации токового слоя в плазме тяжелых газов: Ar, Kr, Xe. Слои становятся асимметричными и наклоненными. Причинами этого явления называют разное поведение электронов и ионов, которое проявляется при  $d_i = (c/w_{pi})/dy_{1/2}$  и  $c = U_d/V_A$  превышающими 1 (в эксперименте  $d_i \gg 5 \div 7$ ;  $c \gg 5, 6$ ;  $dy_{1/2}$  – полутолщина КТС;  $U_d$  – электронная дрейфовая скорость). Двухжидкостные эффекты имеют место как в присутствии поля  $B_z$ , так и без него. Кроме того, генерируются холловские токи  $J^H_x$  в плоскости, перпендикулярной X-линии  $\dot{J}^H \sim -d_i \times [\dot{j} \times \dot{B}]$  (см. рис. 4.10), что вызывает действующие на слой силы Ампера  $f_y = -\frac{1}{c} \cdot [j_x^H \times B_z]$ . С ростом массы ионов асимметрия и наклон токового слоя увеличиваются. Предполагается, что токи Холла могут генерироваться и в плазме токового слоя, формируемого в 2D начальном магнитном поле с нулевой линией. Со временем холловские токи распадаются.

Магнитные поля и течения плазмы, существующие в любой точке космического пространства, могут приводить к процессу магнитного пересоединения. Для нас особый интерес представляют КТС на Солнце и в магнитосфере Земли.

Пересоединение в приложении к Солнцу имеет смысл прежде всего как возможный механизм генерации солнечных вспышек. Связь и возможности лабораторного ограниченного моделирования фрагментов вспышечного токового слоя подробно рассматривались в работах [12; 65]. Явление вспышки связано с медленным накоплением магнитной энергии на уровне нижней короны или верхней хромосферы с последующим ее быстрым освобождением в процессе магнитного пересоединения. Во время вспышки происходит эффективная трансформация магнитной энергии в тепловую энергию плазмы и кинетическую энергию ускоряемых частиц. Взрывную (импульсную) фазу вспышки предлагается рассматривать как аналог взрывного разрушения КТС [58; 65], в процессе которого резко возрастает скорость магнитного пересоединения и электрическое поле в области пересоединения, за которым следует выброс со сверхальфвеновской скоростью большей части тока из центральной области (области максимальной плотности тока) токового слоя и кардинальное изменение структуры магнитного поля. Стадия вспышечного энерговыделения начинается с момента появления в плазме токового слоя [12]. Более подробно о состоянии теоретических и экспериментальных исследований вспышечных явле-



ний на Солнце можно прочесть в работах [161; 163] и цитируемой там литературе.



Областью, более доступной для прямых исследований процессов пересоединения в плазме, является магнитосфера Земли (термин введен Т. Голдом в 1959 г.) – магнитная полость, возникающая вследствие взаимодействия магнитного поля Земли с солнечным ветром, который формирует из силовых линий магнитного поля Земли кометоподобную структуру (рис. 4.11, 4.12). Наиболее важным крупномасштабным процессом в магнитосфере Земли являются «суббури», которые иногда приводят к катастрофическим последствиям в работе высокоширотных энергосистем, к коррозии трубопроводов и опасности пожаров из-за индуцированных электрических разрядов, нарушению радиосвязи [86]. Суббуря – это электромагнитное возмущение, возникающее вследствие инъекции энергии в магнитосферу. Суббури происходят обычно один раз в день, но могут быть и через несколько часов. Магнитная буря – более мощное явление, возникающее обычно при взаимодействии магнитосферы с плазменным выбросом типа коронального выброса массы от Солнца (поток энергии при этом возрастает в 10–20 раз). Плазма, сталкивающаяся с магнитосферой, заставляет ее сжиматься, что приводит к резкому увеличению магнитного поля вблизи поверхности Земли; происходит разогрев и ускорение магнитосферной плазмы.

По-видимому, большинство суббурь включаются процессами внутренней эволюции магнитосферной плазмы, полями и токами, формирующимися в ходе

фазы «зарождения» (роста) за время, порядка 1 часа, когда поступающая из солнечного ветра энергия аккумулируется в магнитосфере и затем взрывоподобно высвобождается. Фаза роста начинается с началом магнитного пересоединения на дневной стороне магнитопаузы, вследствие поворота ММП в южном направлении. Магнитное поле в долях хвоста увеличивается до критического значения и происходит диссипация магнитной энергии, запасенной в хвосте – период накопления прерывается возмущениями в СВ, набегающим на магнитопаузу.

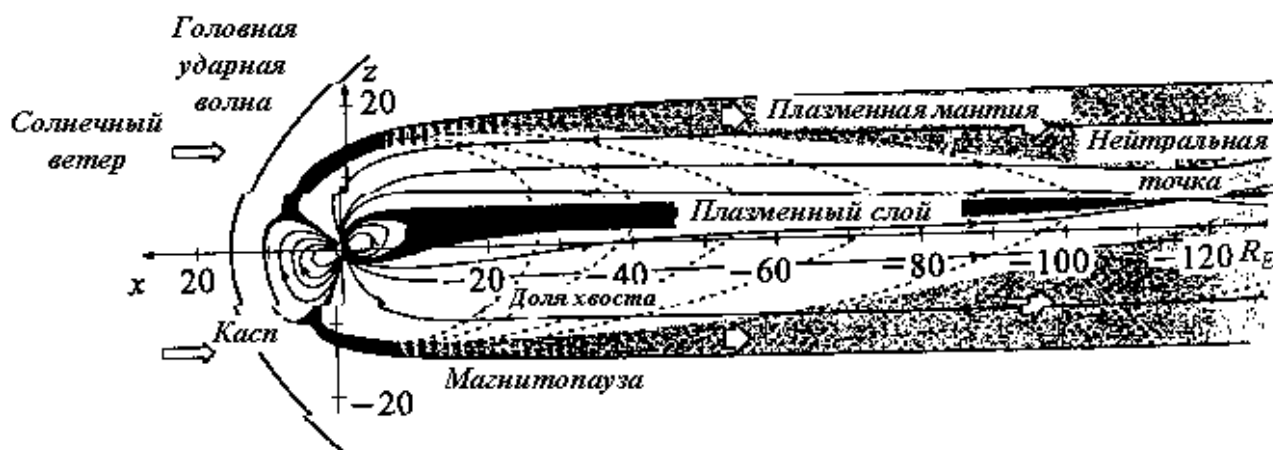


Рис. 4.11. Схематическое изображение земной магнитосферы в сечении полдень-полночь. ПОПС – пограничная область плазменного слоя;

НШГС – низкоширотный пограничный слой [163]

Рис. 4.12. Разрез полдень-полночь магнитосферы и геомагнитного хвоста в масштабе. Орбита Луны расположена на  $60R_E$ , а нейтральная точка в хвосте магнитосферы в спокойных условиях – на  $115 R_E$ . Пунктирными линиями показаны траектории дрейфа частиц различных энергий во время их конвекции к плазменному слою [163]

Этот момент времени называется инициацией взрывной фазы суббури из-за формирования X-линии в ближнем хвосте магнитосферы на расстоянии от 15 до  $30R_E$  ( $R_E$  – радиус Земли). Возникает сильный ионосферный ток над областью авроральной активности – электронный выброс, который создает большие возмущения горизонтальной компоненты магнитного поля на поверхности Земли. Иногда вскоре после начала взрывной фазы вблизи околоземной X-линии формируется магнитный остров (плазмоид), который начинает двигаться в сторону дальнего хвоста. Большая часть энергии магнитного поля преобразуется в кинетическую энергию плазмоида. Магнитное пересоединение, формирование плазмоида размером  $\sim (0,5 - 3)R_E$ , медленно движущегося в хвост, при

слабой суббури, небольшом южном ММП и большом поле в отрицательном направлении оси  $Oy$  (на вечер) может инициироваться и ближе к Земле – на расстояниях от  $4,5R_E$  до  $7,9R_E$  [295].

Наряду с фазами накопления и диссипации магнитной энергии существует и фаза восстановления содержащейся в хвосте плазмы, когда плазмоид достигает дальнего хвоста.

Хвост сохраняет структуру с антипараллельными магнитными полями в северной и южной половинах хвоста вплоть до  $220R_E$  [108]. Основная часть направленного к Земле переноса магнитного потока в хвосте происходит в кратковременных локализованных массовых течениях нагретой (ускоренной) плазмы, которые могут быть проявлениями всплесков пересоединения при развитии тиринг-моды. Нулевые точки магнитного поля располагаются в области каспов и обусловлены течением незамагниченной плазмы, обтекающей магнитосферу. Одна нейтральная точка расположена на дневной стороне магнитопаузы, другая – на ночной стороне. Протяженность хвоста  $L_{tail}$  зависит от скорости СВ и скорости пересоединения силовых линий магнитного поля в дневной и ночной нулевых линиях. Для спокойной магнитосферы  $L_{tail} \gg 860R_E$ . Предельное положение X-линии находится на расстоянии  $400\text{--}500R_E$ , когда скорость плазмы в хвосте становится больше альфвеновской скорости в окружающей среде. Пересоединению, порождающему открытый поток магнитного поля, благоприятствует направленное на юг межпланетное магнитное поле. При северном ММП возможность пересоединения также существует, но оно только изменяет конфигурацию магнитного поля, которое уже является открытым.

Пересоединение на дневной стороне приводит к накоплению энергии в вытянутых силовых линиях хвоста (магнитного поля в хвосте), составляющей около 1% кинетической энергии солнечного ветра, что приводит к возрастанию плазменного  $b$  в хвосте на 3 порядка. Происходит пересоединение (возможно «пятнистое») при повороте ММП в южном направлении. Область пересоединения на магнитопаузе начинает двигаться к Земле и останавливается по достижении величины стационарной конвекции, обеспечивающей приток силовых линий к области пересоединения из магнитосферы. Кратковременные локализованные случаи пересоединения генерируют движение со скоростью порядка 80% локальной альфвеновской скорости изолированных магнитных силовых трубок радиусом  $\sim 1R_E$  вдоль магнитопаузы, переносящих магнитный поток,

связывающий магнитосферное магнитное поле и ММП. Поток из области пересоединения быстрее, чем определяемый моделью Свита-Паркера.

Пересоединение на ночной стороне преобразует запасенную магнитную энергию в тепловую и кинетическую энергию плазмы и ускоренных частиц. Поля северной и южной полярных шапок вытягиваются солнечным ветром в две длинные силовые трубки, разделенные КТС, ток в котором течет поперек центральной плоскости хвоста. Токовый слой находится внутри области горячей (1 кэВ) плазмы плазменного слоя с  $b \gg 1$ , простирающегося до  $\sim 6R_E$  и имеющегося у Земли толщину  $\sim 8R_E$ . Плазменный слой (ПС) отделен от долей хвоста (плазма с  $b \gg 10^{-3}$ ) пограничными областями плазменного слоя (ПОПС) – зонами с энергичными электронами и ионами, движущимися в зависимости от положения X-линии к Земле или от Земли.

На границе ПОПС и плазменного слоя зарегистрированы медленные ударные волны, конфигурация и свойства которых для области пересоединения были предсказаны Петчеком. Возникают они на X-линии и двигаются в сторону дальнего хвоста. Внутренняя магнитосфера Земли является препятствием на пути медленной ударной волны при ее движении в сторону Земли. Пограничную область плазменного слоя можно интерпретировать как некий аналог foreshock-области, связанной с медленной ударной волной, так же как форшок головной околоземной ударной волны.

По результатам наземных наблюдений границы замкнутых и разомкнутых магнитных силовых линий можно вычислить скорость пересоединения  $E_{rec}$ , которая может быть от  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$  В/м ( $M_A = 0,02 - 0,05$ ).

Какой физический процесс инициирует возникновение взрывной фазы? В одном из подходов X-линия появляется, когда токовый слой в околоземной области утончается (это наблюдается на КА) и становится неустойчивым относительно ионных мод (модифицированной двухпоточковой, вейбелевской и негибридной дрейфовой). При толщине, сравнимой с ионным гирорадиусом, может развиваться неустойчивость тиринг-моды. С другой стороны, инициация суббури может происходить до момента формирования X-линии при развитии токовой неустойчивости на внутреннем крае ПС (около  $7R_E$ ), а формирование X-линии – уже следствие токовой неустойчивости.

Возможно, что образованию X-линии предшествует коллапс широкого токового слоя в тонкий слой, толщина которого порядка длины диссипации.

Как только коллапс токового слоя завершен, появляется околоземная X-линия и поддерживается выделение энергии, начатое при коллапсе. При измерениях на КА Geotail ( $-20R_E > X_{gsm} > -30R_E$ ) в окрестности околоземной нейтральной линии утоньшение токового слоя было зарегистрировано и его конечная толщина оказалась не более ионной инерционной длины  $c/w_{pi}$ , меньшей ионного лармовского радиуса [199]. Токовый слой отличался от слоя типа Харриса: начиная с ионной диффузионной области, он оказался разделенным на две расходящиеся части с плоским токовым слоем посередине (бифуркация КТС). Максимумы плотности тока находились в области  $0,4 < |B_x / B_L| < 0,8$ . Регистрировалось появление  $B_y$  компоненты магнитного поля в окрестности X-линии, генерируемой холловской токовой системой, что считается типичным свидетельством наличия двумерных структур, ассоциирующихся с магнитным пересоединением. Плотность тока  $\dot{j} = n_i e (\dot{V}_i - \dot{V}_e)$  вычислялась непосредственно по измеренной разности  $(\dot{V}_i - \dot{V}_e)$ . Полутолщина  $h_{CS}$  КТС определялась по значениям магнитного поля в долях хвоста и рассчитанной плотности тока:  $h_{CS} = B_L / m_j \dot{j}_y$ . В тонком токовом слое вблизи X-линии ионы не замагничены и движутся независимо от замагниченных электронов. Были зарегистрированы две группы ионов. Низкоэнергетичные ионы дрейфовали со скоростью 900 км/с в отрицательном направлении оси  $Oy$ , а высокоэнергичные – двигались в хвост со смещением в положительном направлении оси  $Oy$ . Из-за доминирующей роли высокоэнергетичной компоненты распределение ионов в целом двигалось в положительном направлении оси  $Oy$ . Электроны были нагреты изотропно и двигались в отрицательном направлении оси  $Oy$  со скоростями в несколько тысяч км/с, внося существенный вклад в поперечный ток геомагнитного хвоста. Между центральным плазменным слоем и ПОПС из-за различного поведения ионов и электронов в окрестности X-линии (ионы незамагничены, электроны -замагничены) формируется амбиполярное электрическое поле (поле разделения зарядов)  $E_{ns}$ , нормальное к плоскости КТС, по величине, превышающее поле  $E_y$ . По-видимому, в хвосте существует и электронная диффузионная область размером около  $3c/w_{pe}$ , обнаруженная ранее в области пересоединения на магнитопаузе.

Зона активизации может представлять собой суперпозицию мелких очагов – мелкомасштабных продольных токов или кинетических альфвеновских волн вблизи околоземного края ПС, которая проецируется вдоль силовых ли-

ний на ПС как пятно с размером диаметра  $\sim 1R_E$  – происходит процесс локальной турбулизации плазменного слоя.

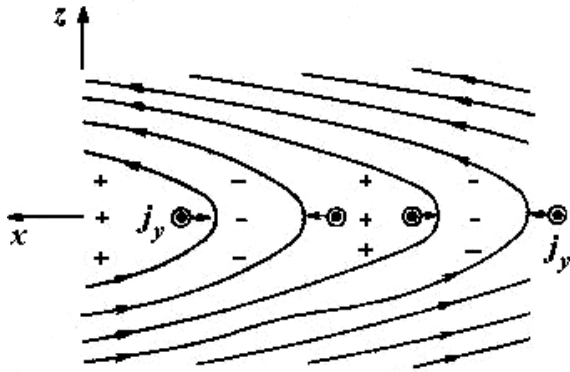


Рис. 4.13. Двумерная конфигурация силовых линий поля геомагнитного хвоста

Первые проявления активности суббурь регистрировались и на флангах магнитосферы в низкоширотном пограничном слое.

В геомагнитном хвосте силовые линии магнитного поля пересекают центральную область ПС – квазинейтральный слой, имея конечную нормальную к слою компоненту  $B_n$ :  $\mathbf{B} = B_0 \frac{z}{D} \mathbf{e}_x + B_n \mathbf{e}_z$  (рис. 4.13). Резонансное взаимодействие электронов с колебаниями разрушается, как только инкремент неустойчивости станет равен гирочастоте вращения электронов в нормальном поле при  $b_n = B_n/B_0 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ . Поэтому в двумерной конфигурации сильно сжатого и вытянутого от Земли магнитного поля («хвостоподобная» конфигурация) при

$(D/r_i) < \left(\frac{M}{m}\right)^{1/6}$  возможна раскачка менее чувствительной к влиянию  $B_n$  ионной тиринг-моды [108] с характерным временем развития

$t_i \sim g_i^{-1} \sim D/V_{Ti} \cdot \left(\frac{D}{r_i}\right)^{3/2}$ , что для магнитосферных условий составляет десятки секунд. По параметру  $B_n$  верхняя граница развития ионной тиринг-моды:

$B_n/B_0 < \left(\frac{r_i}{D}\right)^{5/2}$ . Наличие тяжелых ионов (ионосферного происхождения) с

большим ларморовским радиусом может существенно (до 30 раз) увеличить этот порог. На фазе накопления хвост приобретает метастабильные свойства, а развитие неустойчивости, кроме упоминавшихся внешних возмущений, может быть инициировано, например, рассеянием электронов на мелкомасштабных электростатических флуктуациях нижегибридного типа или добавкой тяжелых ионосферных ионов. Когда возмущения становятся достаточно большими:

$|B_1|/B_0 > pr_i/I$ , линейное приближение становится неприменимым и развитие неустойчивости переходит в нелинейную фазу. Возмущение при этом растет по так называемому взрывному закону, более быстрому, чем экспоненциальный:  $\frac{B_1(t)}{B_1(t_0)} = \left(1 - \frac{t-t_0}{t_{\text{exp1}}}\right)^{-1}$ . Рост возмущений останавливается при значениях амплитуды возмущений, сравнимых с основным полем:  $B_{1Z}(t_{\text{нас}})/B_0 \sim 0,7 \div 0,8$ .

#### 4.1. Ускорение ионов в квазинейтральном токовом слое. Обзор экспериментальных результатов

Анализ процесса набора ионами энергии в КТС проводился с привязкой к определенному состоянию, стадии его существования. Квазистационарная поперечная компонента магнитного поля в описываемых экспериментах в основном не контролировалась.

В лабораторных экспериментах выделялись динамическое и статическое состояние токового слоя [139]. В динамическом состоянии КТС двигается как целое к оси установки ( $\theta$ -пинч) под действием внешнего магнитного поршня до тех пор, пока давление на внешней границе превышает давление плазмы внутри КТС. Были получены энергетические спектры ионов, излучаемых в радиальном направлении. Распределения характеризовались наличием на начальном участке в области низких энергий (до  $\sim 300$  эВ) быстрого спада значений  $\frac{dn_i}{dE}$ , а при более высоких энергиях наблюдалось плато с «обрезанием» на энергии  $\sim E_1 = \frac{M(2U)^2}{2}$ . При увеличении начальной концентрации плазмы  $n_0$  от  $2 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> (начальное магнитное поле  $B_0 = \text{const} = 600$  Гс) скорость  $U$  КТС падала, вместе с этим уменьшалось значение  $E_1$ . Такое поведение связывалось с упругим отражением части ионов от скачка электростатического потенциала в движущемся КТС [137].

Пучки отраженных токовым слоем ионов наблюдались и в эксперименте [225] на Мэрилэндском тета-пинче ( $R = 23$  см,  $B_0 = 200 - 250$  Гс,  $n_0 = 2,3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $1,3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). Отраженные ионы двигались к оси с малой дополнительной термализацией и изменением энергии. Изучалось рассеяние частиц по углам.

На начальном участке движения ( $r = 7$  см) отраженный пучок распределялся в конусе с углом  $30^\circ$  вокруг радиального направления. По мере приближения к оси угловое распределение уширялось до  $60^\circ$ .

Температура ионов основной массы, увлекаемой в движение токовым слоем, оценивалась по наклону кривых  $\frac{dn_i}{dE}$  из мгновенных спектров, и типичные значения температуры составляли  $60 \div 80$  эВ [137].

Для исключения из рассмотрения динамических эффектов увеличивалось характерное время изменения магнитного поля на границе плазмы – формировался аperiodический импульс магнитного поля  $B_I$ . При этом осуществлялось удержание КТС на заданном радиусе – статическое состояние. Скорости движения КТС были такими, что  $E_{OTP} \ll E_{ГР}$ , где  $E_{ГР}$  – нижняя граничная энергия рабочего диапазона энергоанализатора. Ионы набирали максимальную энергию к моменту установления наибольшей амплитуды магнитного поля на границе КТС. Были получены распределения ионов по энергии с температурой  $T_i \approx 35$  эВ и малой долей ( $\sim 1\%$ ) ускоренных до энергии  $\sim 1$  кэВ частиц, движущихся как к оси установки, так и к стенке рабочего объема. Происхождение данных частиц не связано с отражением от скачка электростатического потенциала [139].

Статическое состояние, по-видимому, наиболее характерно для КТС, изучаемых на установках с нулевой линией, присутствующей в начальной конфигурации магнитного поля. В этом случае в работах [57; 119; 121] выделялись стадии формирования, метастабильного существования и разрыва КТС. Исследовались средние энергии ионов и скорости двумерных течений плазмы по уширениям спектральных линий, наблюдавшихся в различных направлениях к плоскости тока, с целью отделения направленного движения плазмы от теплового. Уширение в направлении тока было минимальным и отождествлялось с тепловым движением ионов, имеющих температуру  $T_i \approx (30 \pm 5)$  эВ. В направлениях вдоль и поперек тока для аргоновой плазмы на стадии формирования КТС наблюдались потоки ионов со средней энергией 70 эВ. Когда слой уже сформировался (метастабильная стадия), энергия ионов (около 200 эВ), выбрасывавшихся вдоль слоя, вдвое превышала энергию ионов, поступавших в слой, причем средняя «энергия втекания» превышала тепловую на порядок.



На этой же установке ТС-3 удалось наблюдать течение плазмы в процессе разрыва КТС (разрыв вдоль тока). После монотонного изменения скоростей ионов на метастабильной стадии происходит резкое увеличение энергии ионов, движущихся в слой, а затем вдоль слоя – наружу. На этой стадии авторами вводятся 3 температуры: плазмы токового слоя  $T = (20 \pm 5)$  эВ, «продольной»  $T_{\parallel} = (380 \pm 70)$  эВ и «поперечной»  $T_{\perp} = (170 \pm 30)$  эВ. На гелии стадия разрыва слоя имела тонкую структуру. Взрывной режим начинался с «тепловой фазы», в течение которой температура ионов в слое изменялась от 80 до 120 эВ. В наиболее горячих участках плазмы температура ионов, измеренная по уширению линий многозарядных ионов примесей, достигала 200 эВ [121]. Вслед за тепловой фазой следовала «импульсная» фаза, коррелирующая с импульсным переключением магнитных силовых линий через токовый слой (быстрый спад величины тангенциальной компоненты магнитного поля). Температура ионов возрастала до  $220 \pm 30$  эВ и регистрировались потоки плазмы как по нормали к слою, так и вдоль него.

Нагрев ионной компоненты плазмы токового слоя (ТС) имеет немонотонный характер. Он происходит в два этапа, существенно различающихся как по длительности, так и по темпу нагрева. На первом этапе  $T_i$  постепенно возрастала от 45 до 80 эВ с  $dT_i/dt \approx (60 \pm 20)$  эВ/мкс и темпом увеличения плотности

$$\text{энергии ионной компоненты } \frac{dW_i}{dt} = \frac{3}{2} \left[ \frac{d}{dt} \left( \frac{N_e T_i}{\bar{z}_i} \right) \right] = (0,9 - 0,45) \cdot 10^{24} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$$

(при эффективном заряде ионов  $\bar{z}_i = 1 - 2$ ), что составляло  $(0,6 - 0,3) \bar{p} = \bar{j}^2 / \bar{S}$  – усредненной по толщине слоя удельной мощности диссипации электрического тока. Второй этап – быстрый рост температуры ионов до 300 эВ со скоростью  $(2 \pm 0,4) \cdot 10^3$  эВ/мкс. Темп увеличения плотности энергии ионной компоненты

$$\frac{dW_i}{dt} \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \text{ существенно превысил усредненную по толщине слоя } \bar{p} \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1},$$

что свидетельствовало о росте  $T_i$  в относительно небольших по объему токового слоя «горячих точках». Была обнаружена корреляция между быстрым нагревом плазмы в центральной области ТС и формированием там же магнитного острова (обращение знака нормальной к поверхности ТС компоненты магнитного поля  $B_y$ ), т.е. с локальным увеличением плотности тока в центральной области ТС и превращением нулевой линии

X-типа в нулевую линию O-типа. Рост температуры представляется наиболее вероятной причиной, вызывающей прекращение метастабильной стадии эволюции и начало макроскопического разрушения ТС. Тепловой микровзрыв вызывает расширение плазмы со звуковой скоростью, инициирующее быстрое пересоединение через ТС. Одновременно с ростом  $T_i$ ,  $T_e$  наблюдалось увеличение неравновесных электрических полей до  $\sim 100$  кВ/см, что обеспечивало уровень турбулентности  $h = \langle E^2 \rangle / [8pN_e k(T_e + T_i / z)] \approx 10^{-3}$ , такой же, как и на первом этапе.

В плазме линейного разряда с плоскими электродами, создающими магнитное поле с X-точкой на оси установки UCLA, выделялись стадии квазистационарного и импульсного пересоединения [352; 353]. Квазистационарное пересоединение идет со скоростью  $E \approx 0,5$  В/см в течение всего времени роста внешнего тока (100 мкс). Токовый слой имеет толщину  $\frac{c}{w_{pe}} \leq D \leq r_i$ . Функция распределения ионов остается максвелловской, но наблюдается значительный нагрев ионов:  $\frac{DT_i}{T_{i0}} \approx 4,4$ . Скорость дрейфа плазмы в слой  $\frac{V}{V_A} \approx 0,3$ . Энергия ионов остается малой по сравнению с энергией электронов.

Со стадией импульсного пересоединения связывают разрыв КТС. Однако здесь разрыв понимается не в смысле пинчевания продольного тока, а как поперечный разрыв токового жгута. Происходит он спонтанно и проявляется как двойной слой шириной  $\sim 100l_D$  с аксиальным скачком потенциала  $Dj \gg 30$  В, что составляет  $\sim 30\%$  от напряжения между разрядными электродами. Частицы ускоряются в области двойного слоя, генерируются пучки ионов, возбуждающие ленгмюровские и ионно-звуковые волны. В направлении катода инжектируется плазменный поток с укручающимся до  $D \gg 15l_D$  фронтом. Формируется электростатическая бесстолкновительная ударная волна с числом Маха  $M_S \gg 1,5$ , отражающая ионы. Таким образом, в этих экспериментах области пересоединения и набора энергии ионами разделяются.

На этой же стадии идет и модуляция плазменного тока в результате неустойчивости электронной тиринг-моды. Эффекты набора энергии ионами во время спонтанного пересоединения не выявлены.

Эксперименты Стензела, Гекельмана и др. на установке UCLA расширяют список возможностей набора ионами энергии в окрестности КТС за счет ускорения ионов во вторичных формированиях – двойном слое, ударной волне.

Наиболее энергичные ионы наблюдались на установке с прямым разрядом и мультипольным магнитным полем [316]. В нагрев ионов и электронов вкладывалось, как оценивают авторы, до 10% энергии, запасенной в емкостном накопителе. Максимальное разрядное напряжение составляло 18 кВ. Во время протекания тока в плазме наблюдалось резкое увеличение напряжения на разрядных электродах до значений, превышающих начальное напряжение на конденсаторе. Причиной роста напряжения называлось аномальное сопротивление, приводящее к росту температуры электронов, что подтверждалось всплеском рентгеновского излучения.

Температура ионов определялась как средняя энергия – при интегрировании по всему измеряемому одноканальным энергоанализатором ионов распределению. Наблюдения велись вдоль токового слоя (поперек разрядного тока). Рост  $T_i$  отмечался при уменьшении  $n_0$ , росте квазистационарного мультипольного поля и увеличении разрядного напряжения.

Электрическим двойным зондом измерялась скорость плазмы, выбрасываемой вдоль слоя. Ее величина достигала  $10^8$  см/с ( $E_n \gg 7,4$  кэВ).

Спектры ионов по энергии имели «пучковый» вид, то есть было резкое обрезание спектра со стороны низких энергий и более плавное – со стороны высоких. Пролетная длина до анализатора ионов составляла 3 метра, поэтому в него попадали лишь частицы, имеющие прямолинейные траектории. В связи с этим обрезание на низких энергиях, вероятно, было связано с конечным лармовским радиусом ионов в области магнитного поля. Поэтому не совсем ясны спектры при больших  $n_0$  ( $1,5 \times 10^{14}$  ,  $5,8 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>), построенные практически начиная с нулевых энергий. Приведенные авторами распределения, по-видимому, представляют собой хвосты ионных функций распределения без низкоэнергетической части, в которой сосредоточено основное количество ионов. Рост  $T_i$ , как объясняется авторами, происходит в результате релаксации электронной температуры. Кулоновские соударения не обеспечивают передачу энергии. Требуется увеличить частоту столкновений в  $10^6$  раз (уменьшить проводимость на 6 порядков). Однако, максимальный спад проводимости при исследовании тур-

булентной плазмы наблюдался [355] и составил  $\frac{S_0}{S_{\min}} \leq 5 \cdot 10^2$ . То, что темпера-

тура уменьшается вместе с разрядным напряжением [316], может означать связь энергичных частиц с выделенными областями межэлектродного электрического поля, например, двойными слоями, наблюдавшимися Стензелем и Гекельманом.

В работе [319] сообщается об единственном к настоящему времени результате по набору энергии ионами в 3D (установка TS-3) конфигурации КТС. Ионы ускорялись в тороидальном направлении и наблюдался рост температуры ионов в окрестности аксиально симметричной «линии X-точки» в процессе трехкомпонентного пересоединения при слиянии двух сферомаков с противоположными тороидальными магнитными полями. Измерения проводились по доплеровскому сдвигу (линия  $S_{II}$ ) и уширению (линия  $H_{\beta}$ ) на протяжении времени пересоединения ( $\leq 10$  мкс). Ионы ускорялись в противоположные от точки пересоединения стороны до скоростей порядка локальных альфвеновских, наибольших в момент около прохождения нейтральной линии.

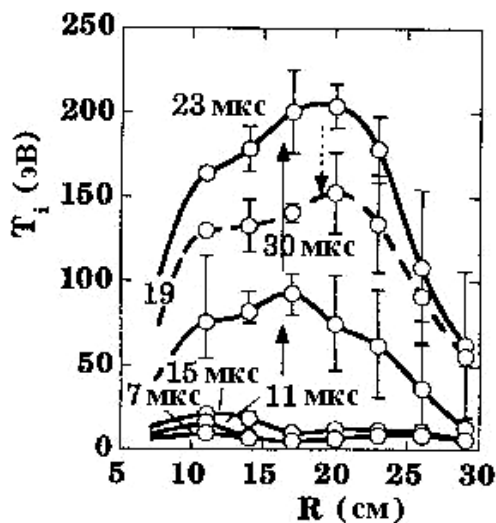


Рис. 4.14. Радиальные профили температуры в средней плоскости в процессе пересоединения при слиянии сферомаков с равными, но противоположно направленными тороидальными ( $B_t$ ) полями

Рост температуры (рис. 4.14) авторы связывали с ускорением ионов плазмы. Быстрое увеличение  $T_i$  (сразу после начала пересоединения) и достижение максимального значения  $\sim 200$  эВ совпадало по времени с достижением максимальной скорости плазмы. Количество диссипированной в процессе пересоединения магнитной энергии составило около 230 кДж, при этом около 180 кДж перешло в тепловую энергию ионов. Авторы считают причиной термализации ионов феноменологически введенную в закон Ома  $\dot{E} = -\mathbf{v} \times \dot{B} + h\dot{J}$  ионную вязкость  $h$ .

О нагреве ионов на начальной стадии формирования компактного тора сообщалось в работе [154]. После пересоединения магнитного потока ионный

спектр представляет собой максвелловский керн с температурой от 70 до 150 эВ и хвост с энергией частиц  $0,3 \div 1$  кэВ.

Объем информации о КТС геомагнитного хвоста мал по сравнению с набором данных лабораторных экспериментов и, например, полученным для околоземной ударной волны. Это связано с необходимостью запуска высокоаппаратных космических аппаратов, пересекающих плоскость эклиптики. Зарегистрированные на КА пересечения КТС, в основном, были сделаны благодаря колебаниям хвоста вблизи своего среднего положения из-за неоднородного обтекания Земли солнечным ветром. Изучение полной картины топологических изменений в КТС геомагнитного хвоста невозможно. Наиболее удачные магнитные измерения относятся к случаям прохождения магнитных структур мимо движущегося с малой скоростью в поперечной к КТС плоскости или вблизи плоскости эклиптики спутника. Трудно изучаемы такие основные характеристики КТС, как скорости стационарного или вынужденного пересоединения с привязкой к возможным особым (O, X) точкам.

Интересными оказываются события, когда регистрируются резкие изменения компонент магнитного поля, интерпретируемые как прохождение магнитной структуры с замкнутыми силовыми линиями – магнитного острова – плазмоида. Рождение плазмоидов связывают с процессом пересоединения – процессом рождения новой нулевой линии и последующим вытеснением плазмы в сторону уменьшения магнитного давления – в дальний хвост магнитосферы. Прохождение плазмоидов сопровождается разнообразными проявлениями в ионной динамике, например, регистрируются потоки плазмы, движущиеся в различных направлениях со скоростями до  $10^7$  см/с, в том числе и геоэффективные – к Земле. Для изучения процессов пересоединения, по-видимому, наиболее интересны всплески частиц с энергиями до нескольких МэВ длительностью несколько минут.

В спокойные периоды в ближнем хвосте (расстояние от Земли  $\approx 40R_E$ ), когда при пересечении КТС меняет знак только основная  $B_x$  компонента магнитного поля, а изменение знака  $B_z$  не регистрируется, ионы нагреты однородно по всей толщине КТС до температур  $1 \div 10$  кэВ. Такие же температуры наблюдаются и во внешних областях плазменного слоя [323]. Кроме тепловой компоненты ( $E \approx 16$  кэВ) в плазменном слое (ПС) выделяют низкоэнергетичную сверхтепловую ( $16 \lesssim E \lesssim 100$  кэВ) популяцию. В то время как тепловая

компонента, имея особенности в области малых энергий, в целом хорошо аппроксимируется максвелловским распределением, хвост с энергией, превышающей 50 кэВ соответствует степенному закону, а временная структура интенсивности потока протонов сверхтеплого хвоста близка с профилем интенсивности потока частиц тепловой популяции [340].

Есть экспериментальные свидетельства в пользу множественного одновременного пересоединения в КТС геомагнитного хвоста на масштабах в десятки ионных инерционных длин [234]. Измерения на четырех спутниках Cluster в окрестности КТС наиболее соответствовали регистрации движущейся к Земле с доальфвеновской скоростью трубки магнитного потока – магнитного острова – плазмоида, ограниченной двумя активными областями пересоединения магнитного поля. Ионное распределение в острове было однопиковым, не содержало пучков, потоков вдоль магнитного поля.

Задача исследования причины нагрева плазмы в центральной области ПС – в КТС в настоящее время полностью не решена. Электростатические токовые неустойчивости, за исключением, возможно, слабой электронно-циклотронной дрейфовой моды, в КТС не развиваются из-за низкой скорости электронного дрейфа. Это относится и к ионно-звуковой, и к модифицированной двухпоточковой неустойчивостям, которые могут, в принципе, греть ионы [109]. Возможно, нагрев определяется поступлением уже горячей плазмы с границ магнитосферы и из ионосферы.

Причиной всплесков высокоэнергетичных частиц, имеющих обратную дисперсию по скоростям, внутри ПС чаще всего считают индукционные электрические поля, генерируемые при изменении магнитной топологии геомагнитного хвоста [109]. В качестве возможных кандидатов называются также бетатронный механизм и ускорение ионов в электрических полях, параллельных магнитному [278]. Наблюдается сильная статистическая связь уровня флуктуаций магнитного поля с частотой появления потоков энергичных протонов. Наиболее высокий коэффициент корреляции в окрестности КТС ( $D_z \leq 0,5R_E$ ; ось  $Oz$  – по вертикали) получен для сильно анизотропных потоков ( $E = 0,29 - 0,5$  МэВ) протонов [287]. Всплескам частиц с энергиями  $\approx 0,29$  МэВ может предшествовать плавный (20 – 30 минут) рост энергии частиц до  $E \sim 50$  кэВ. Наблюдается двухэтапное ускорение частиц – предускорение и взрывное ускорение, по видимому, в результате воздействия различных механизмов [278].

При изучении структуры и динамики области пересоединения в хвосте на расстоянии  $\sim 18R_E$  космическим аппаратом Cluster в тонком КТС с полушириной  $(3, 5)c/w_{pe}$  было зарегистрировано поперечное (нормальное – направленное вдоль оси  $Oz$ ) биполярное электрическое поле большой амплитуды ( $\pm 60$  мВ/м), что обеспечивало скачок отрицательного электростатического потенциала между внешней границей тонкого токового слоя (сепаратрисой) и нейтральным слоем  $(4 - 6)$  кэВ  $\sim DB^2/4\rho ne$  [374]. Причиной появления нормальной компоненты электрического поля авторами было названо разделение зарядов из-за действия силы Лоренца  $\frac{1}{c}(\mathbf{j}_e \times \mathbf{B})_z$  на электронную жидкость при немагнитных ионах. Измеренное распределение протонов по энергиям внутри КТС (в области размагничивания ионов) показало наличие встречных направленных с севера на юг и с юга на север коллимированных (угол сектора  $\leq 20^\circ$ ) моноэнергетичных пучков с энергией  $(4 \div 6)$  кэВ. Таким образом, была показана возможность одношагового когерентного ускорения ионов между стационарными волнами / токовыми слоями, обусловленного ударно-подобным электрическим полем, существующим на масштабах в несколько ионных инерционных длин в области X-линии. Потенциальная яма имеет максимальную глубину в области изменения знака магнитного поля. Время ускорения ионов составляет малую часть их гиропериода, поэтому они могут быть квазизахваченными и осуществлять осцилляции между стенками потенциальной ямы на масштабах меньших ионной инерционной длины.

Теоретически энергетические спектры частиц, ускоряемых в окрестности нулевой линии магнитного поля при распаде токового слоя с нулевой поперечной компонентой магнитного поля, рассчитывались в работе [64]. Оказалось, что набор энергии происходит в электрическом поле вблизи нулевой линии и в результате бетатронного ускорения в зоне  $r > r_i$ . Время ускорения  $t \gg w_{ci}^{-1}$ . Интегральный спектр в области высоких энергий получается экспоненциальным.

В применении к КТС геомагнитного хвоста спектр ионов рассчитывался в работе [378]. Ускорение происходило в токовом слое вблизи X-точки в ходе развития тиринг-неустойчивости. Учитывался вклад втекающих из-за дрейфа в окрестность X-точки частиц. Рассчитывались как мгновенные, так и интегральные спектры. Оценена величина максимальной энергии частиц, ускоренных од-

новременно с образованием островов  $E_{i\max} \sim (T_i \cdot B_1^2(t_{\text{нас}})) / (B_0^2 \cdot (kr_i)^2)$ . Она оказалась зависящей от значения нормальной компоненты магнитного поля в острове, и  $E_{\max} \approx 1,5$  МэВ при  $t_{\text{уск}} \gg w_{ci}^{-1}$ . Функциональную форму спектра ионов по энергии определяет закон изменения возмущенного магнитного поля  $B_1$ . При  $B_1(t) \sim \exp(gt)$  распределения оказываются экспоненциальными. В высокоэнергетической части, как и измеренные в геомагнитном хвосте, спектры оказываются степенными при условии роста магнитного возмущения по взрывному закону.

Структура распределения ионов в плазменном слое в течение квазистационарных магнитосферных периодов рассматривалась на основе «крупномасштабного кинетического подхода» (LSK) [201], когда плазменная мантия магнитосферы рассматривается как источник ионов, которые в дальнейшем двигаются через геомагнитный хвост под влиянием регулярных двумерного магнитного и однородного (утро-вечер) электрического поля. Тип движения ионов определяется отношением радиуса кривизны силовой линии к гирорадиусу частицы. Если это отношение велико, то частицы ведут себя адиабатически; при очень малых значениях этого параметра частицы совершают движения спайсеровского типа [163]; для промежуточных значений движения могут быть резонансным и хаотическим. При реальных плазменных параметрах в хвосте ионы в плазменном слое следуют по адиабатическим траекториям лишь в некоторой их части. На больших интервалах проявляется хаотическое поведение, как уже упоминалось, из-за рассеяния частиц между центральным плазменным слоем и граничными плазменными слоями. При изменении начальных углов вектора скорости частицы по отношению к экваториальной плоскости в процессе LSK-численного моделирования были получены два типа распределений протонов по скоростям: формы «перуанской фасоли» с высокой потоковой скоростью (такие распределения часто наблюдаются в ПОПС) и второе, содержащее более холодную часть, со значительно меньшей потоковой скоростью (наблюдается вблизи нейтрального слоя). На внешнем крае ПОПС получены потоки ионов, направленные к Земле и на вечер. Явно наблюдались бимлеты – пучки ионов с энергией несколько десятков кэВ, как правило, без дисперсии, длительностью 1–2 мин, движущиеся вдоль силовых линий магнитного поля. На внутреннем крае ПОПС ближе к плазменному слою потоки ионов двигались от Земли в дальний хвост. Эти распределения формировались при отражении со-



хранивших свою структуру бимлетов вблизи Земли. Вблизи плазменного слоя наблюдались встречные потоки частиц как результат интерференции бимлетов, движущихся к Земле и от Земли. Частота появления бимлетов в хвосте зависит от направления ММП [90]. В полуночном секторе хвоста бимлеты наблюдаются при всех направлениях ММП. При сильном северном поле частота их появления значительно меньше, чем при других направлениях ММП и бимлеты на флангах нейтрального слоя не наблюдаются. Наибольшая частота появления на флангах соответствует случаю, когда ММП имеет значительную  $B_y$  компоненту. Пространственное распределение бимлетов над нейтральным слоем также зависит от среднего направления ММП.

В дальнем хвосте наблюдались холодные дрейфующие распределения ионов.

Внутри плазменного слоя плазма содержит две компоненты: термализованная в результате многократного рассеяния внутри нейтрального слоя с малой дрейфовой скоростью и более холодная, но с большой дрейфовой скоростью. Вблизи Земли в плазменном слое найдена изотропная функция распределения.

Экспериментальным доказательством реальности предложенной теоретической модели могут быть, по-видимому, измерения, выполненные на КА Cluster-CIS [272] в период низкой геомагнитной активности и на фазе восстановления. В этой статье сообщается о регистрации ионных пучков в ПОПС на расстояниях от  $-39R_E$  до  $-169R_E$ , которые несколько раз (до трех) неадиабатически взаимодействовали с КТС, двигались от Земли и к Земле, оставаясь пучками. Впоследствии под действием крупномасштабного  $\dot{E} \times \dot{B}$ -дрейфа они оказывались в плазменном слое, где происходила их термализация. Область инжекции ионов в режим «колебательного движения» находилась на расстоянии  $26-40R_E$ .

В геометрии квадрупольного X-типа плоского (поперечного) магнитного поля в присутствии продольного индуктивного электрического поля движение частиц исследовалось вне диссипативной области (неадиабатическая зона в окрестности нейтральной линии), когда частицы замагничены ( $w_{ci}t \gg 1$ , где  $t$  – характерное время ускорения) [365]. Обнаруженное ускорение вдоль магнитного поля названо авторами адиабатическим (с сохранением первого адиабатического инварианта  $\mu$ ). В пределе слабого электрического поля (дрейф мал по сравнению со скоростью иона;  $\mu \gg 1$ ) при осциллирующем движении частиц

сохраняется и второй инвариант движения  $I_z = M \int V_z dz$  (ось  $Oz$  – вдоль магнитного поля). Частица медленно дрейфует поперек магнитного поля, испытывая осцилляции вдоль магнитного поля. В пределе сильного электрического дрейфа, когда скорость электрического дрейфа превышает начальную тепловую скорость ( $\mu = 0$ ), частицы ускоряются практически вдоль магнитного поля (вдоль сепаратрисы) до энергий  $E \approx E_z \approx (V_z^m)^2$  и  $\frac{dN}{dE} \approx E^{-g}$  где  $V_z^m \sim r_m^{-1}$  – скорость иона в точке  $r_m$ , наиболее близкой к нейтральной линии;  $g = \frac{1+b}{b} \approx 1,69$ . Этот режим в наибольшей степени отвечает процессу быстрого магнитного пересоединения. Механизм ускорения не зависит от массы частиц, поэтому ионы совместно с электронами движутся вдоль сепаратрисы в виде плазменного потока.

В работе [171] проведен сравнительный теоретический анализ данных корпускулярных измерений на КА ИНТЕРБОЛ-1 и -2 (анализатор ДОК-2). Полагалось, что причиной ускорения является индукционное электрическое  $\mathbf{rot}\dot{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \dot{\mathbf{B}}}{dt}$ , генерируемое при спонтанном пересоединении в поле, представляющем суперпозицию поля Харриса и нормальной к ТС компоненты (возмущения):  $\dot{\mathbf{B}} = B_{0x} th(z/D) \mathbf{e}_x + B_z(t) Sin(kx) \mathbf{e}_z$ . В таком поле частицы ускоряются в области ускорения (ОУ) с размерами  $d_x \approx k^{-1}, d_y, d_{zj} \approx \sqrt{r_{0j} D}$  вдоль оси  $Oy$  полем  $|\dot{\mathbf{E}}| = E_y$ , одновременно выталкиваясь вдоль оси  $Ox$  вбок по обе стороны Х-линии в сторону более сильного поля ( $r_{0j}$  – гирорадиус частицы сорта  $j$  в поле  $B_{0x}$ ). В ОУ происходит свободное ускорение частиц индукционным электрическим полем в отсутствие магнитного поля при постоянном поступлении частиц в ОУ сверху и снизу от плоскости ТС из-за  $\dot{\mathbf{E}} \times \dot{\mathbf{B}}$ -дрейфа. Существенное ускорение и формирование наблюдаемого степенного спектра происходит на взрывной фазе развития неустойчивости, когда рост нормальной компоненты происходит по закону:  $B_z(t) = \frac{B_z^{63p}}{1 - (t - t_0^{63p})/t_{63p}}$ , где  $B_z^{63p}$  – значение нормальной компоненты в момент начала взрывного роста,  $t = t_0^{63p}$ , а  $t_{63p}$  – характерное время развития взрывной моды неустойчивости, насыщающейся при  $B_z \gg B_{0x}$ .

Функция распределения протонов при этом имеет вид:

$$F(E) = \frac{a(a-0,5)}{a+0,5} \frac{d_x d_y d_{zp}}{V_p} \frac{n}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-0,5a-0,75}, \quad \text{где} \quad a = \sqrt{0,25 + (w_{cp} b_z^{63p} t_{63p})^2},$$

$b_z^{63p} = B_z^{63p} / B_{0x}$ ,  $w_{cp}$  – гирочастота протонов в поле  $B_{0x}$ ,  $n$  – плотность частиц,  $V_p$  – объем, в который проецируется ОУ в месте наблюдения всплеска,  $E_0$  – характерная энергия в спектре протонов, равная  $E_0 = \frac{M}{2} (w_{cp} / k)^2 (b_z^{63p})^2$ . В таком

случае дифференциальный поток, измеряемый ДОК-2, определяется соотношением:  $J = \frac{\mathbf{v}F}{dW}$ , где  $\mathbf{v} = \sqrt{2E/M}$  – скорость частицы,  $dW$  – апертура инструмента

(0,015 ср). Тогда  $J_p = \frac{a(a-0,5)}{a+0,5} \frac{d_x d_y d_{zp}}{V_p dW} \frac{n}{E_0} \frac{2E}{M} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-0,5a-0,75}$ . Для характерных

параметров магнитосферы и взрывного роста возмущений  $B_{0x} = 20$  нТ,  $b_z^{63p} = 0,05 \div 0,1$ ,  $t_{63p} \gg 1$  мин показатель спектра протонов меняется в пределах  $g = 3,25 \div 6,25$ .

Анализ измерений для координат  $X = -(17,82 \div 23,62)$ ;  $Y = -(0,04 \div 0,53)$ ;  $Z = -1,15 \div 1,78$  показал, что потоки ионов высокой интенсивности присутствуют в ПС постоянно. В диапазоне 20–800 кэВ в течение ~ 74% времени наблюдались степенные спектры, а ~ 14% времени – степенной формы с изломом около 100 кэВ. Измеренные распределения протонов по энергии отлично аппроксимировались для разных телескопов степенным законом в интервале от 50 до 600–800 кэВ при изменении интенсивности более чем на 4 порядка:  $J = 6,593 \times 10^9 E^{-4,153}$ ;  $J = 1,685 \times 10^9 E^{-3,846}$ ;  $J = 1,510 \times 10^{11} E^{-4,750}$ ;  $J = 6,832 \times 10^{10} E^{-4,750}$  с энергией излома, связанной с втекающими из долей хвоста в ОУ частицами

$$E_{\text{излом}} \approx (M w_{cp}^2 / 2k^2) (b_z^{63p})^2 \text{ кэВ.}$$

## 4.2. Лабораторный эксперимент

Наиболее подробно в лабораторных экспериментах по изучению ионной динамики были исследованы вопросы нагрева частиц и формирования потоков плазмы. Установлено, что температура ионов и скорости потоков максимальны

в моменты наибольших скоростей пересоединения силовых линий магнитного поля.

Характеристики ускорительных процессов полнее изучены в окрестности КТС геомагнитного хвоста. Показана возможность последовательного набора энергии – зарегистрированы потоки ионов с обратной дисперсией по скоростям, двухстадийность ускорения, что может быть следствием работы различных ускорительных механизмов. В лабораторных опытах продемонстрирован набор ионами энергии в полях, непосредственно не связанных с генерируемыми при пересоединении. Ответственными за ускорение частиц при этом оказываются явления, сопутствующие КТС, – двойные слои, ударные волны.

В описанных в обзоре (раздел 4.1) экспериментах при регистрации частиц в окрестности КТС не были идентифицированы механизмы ускорения, не выделен вклад в энергию ионов различных ускорительных процессов. Не отражена специфика КТС, связанная с его магнитной структурой, – нет точной привязки к областям особых (X, O) точек, не проведено сравнение эффективности ускорения в островах и вне областей с замкнутыми силовыми линиями.

В данной работе при исследовании ионной динамики в КТС ставилась задача идентификации механизмов ускорения, формирующих нетепловой хвост функции распределения. Обращалось внимание на возможность ускорения ионов по различным направлениям относительно плоскости КТС. Сделаны оценки вклада различных механизмов ускорения в энергию ионов. В частности, выделены области параметров плазмы, в которых определяющий вклад в генерацию энергичных частиц вносит отражение от скачка электростатического потенциала в КТС, в окрестности острова определена доля, вносимая механизмами серфотронного ускорения и ускорения в зоне токовой турбулентности.

Сделаны измерения с привязкой к пространственной структуре КТС, проведено сравнение эффективности ускорения ионов вдоль тока в окрестности X- и O-точек. Изучены всплески энергичных частиц, генерируемые в процессе вынужденного раскрытия (разрушения) магнитных островов и перестройки магнитной структуры. На стадии квазистационарного пересоединения в присутствии островов плотности тока исследованы потоки ионов вдоль нейтральной линии.

Излагаемые ниже результаты опубликованы в работах [14; 188].

Эксперимент проводился на установке «УН-Феникс» при встречной ориентации начального  $B_0 = -310$  Гс и генерирующего магнитное возмущение  $B_1 = 1100$  Гс магнитных полей. Быстрое аperiodической формы поле  $B_1$  в большей части измерений создавалось при протекании тока по одиночному «ударному» витку шириной 30 см. При изучении спектров протонов, движущихся под разными углами к нейтральной линии, использовался ударный виток шириной 3 см (см. рис. 4.17). В этом случае  $B_{1max} \gg 4$  кГс. При включении ударного поля формировался цилиндрический токовый слой, смещающийся как целое к оси установки.

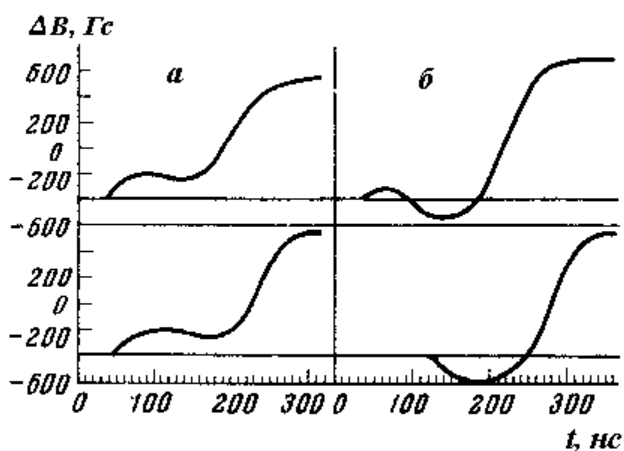


Рис. 4.15. Типичные осциллограммы с магнитных зондов, расположенных на позициях  $r_1 = 30$  мм (нижние кривые) и  $r_2 = 42$  мм (верхние):

а)  $n_0 \gg 2 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $B_0 = -400$  Гс;

б)  $n_0 \gg 2 \times 10^{13}$  см<sup>3</sup>,  $B_0 = -400$  Гс. Поле на границе плазмы синусоидальное

При низких значениях начальной концентрации плазмы ( $n_0 < 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) нейтральному слою предшествует волна разряжения (рис. 4.15а). Импульс разряжения проникает в плазму со сверхальфвеновской скоростью, определяемой турбулентными процессами во фронте волны разряжения. При  $n_0 > 10^{13}$  см<sup>-3</sup> ( $B_0 = -400$  Гс) волна разряжения существует только в узкой пристеночной области плазменного столба, а в момент времени, когда амплитуда нарастающего магнитного поршня  $|B_1|$  начинает превышать  $|B_0|$ , опережающее нейтральный слой возмущение переходит в бесстолкновительную ударную волну сжатия (рис. 4.15 б).

Таким образом, характерной особенностью описываемых экспериментов является наличие перед формирующимся движущимся нейтральным токовым слоем турбулентной зоны, которая образуется за счет микронеустойчивостей, возбуждаемых во фронте волны разряжения или сжатия.

При использовании для генерации магнитного поршня плазменной ловушки магнитного потока эволюция распределения магнитного поля вдоль радиуса установки приведена на рис. 4.16. При включении поршня в окрестности

точки, в которой  $B_0 = 0$ , формируется нейтральный токовый слой (рис. 4.16а). При движении КТС к центру камеры некоторое время сохраняется соотношение  $DB^+ > DB_-$ , затем при  $DB^+ \gg DB_-$  его скорость стремится к нулю. После остановки слой начинает медленно отходить к стенке ( $DB^+ < DB_-$ ) (рис. 4.16б).

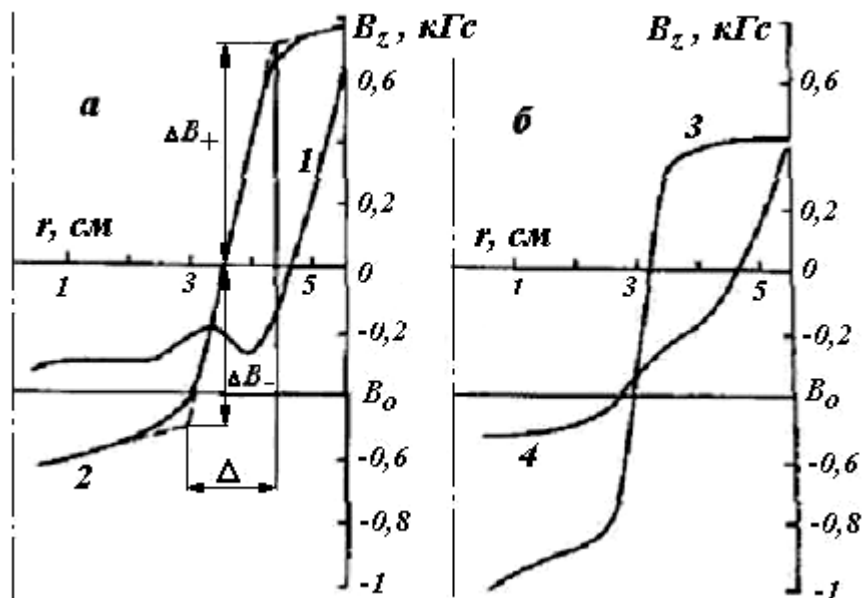


Рис. 4.16. Пространственные профили магнитного поля  $B_z$  (ось  $Oz$  – вдоль продольной оси установки). Поле на границе плазмы аperiодической формы.  $B_0 = -400$  Гс; 1 –  $t = 2 \times 10^{-7}$  с; 2 –  $t = 5 \times 10^{-7}$  с; 3 –  $t = 8 \times 10^{-7}$  с; 4 –  $t = 1,2 \times 10^{-6}$  с

Ширина токового слоя  $D \approx (10 \div 20) \frac{c}{w_{pe}}$ . Радиус, на котором останавливается нейтральный слой при  $B_0 \gg -300$  Гс,  $r_m \gg (2, 3)$  см зависит от концентрации плазмы.

С ростом  $n_0$  увеличивается  $r_m$ . Полное время жизни КТС в рабочем объеме  $t_0 \gg (1,5, 2) \times 10^{-6}$  с.

Специальными измерениями было установлено наличие в токовом слое небольшой нормальной компоненты магнитного поля  $B_n$ . Причиной ее появления был градиент начальной концентрации вдоль оси установки. Величина  $B_n \approx 10$  Гс в экспериментах с широким ударным витком и  $B_n \approx 50$  Гс – с узким витком.

С целью исследования влияния на ионные спектры знака магнитного поля, одновременно изменялось на обратное направление полей  $B_0$  и  $B_1$  и, следовательно, направление индукционного электрического тока в плазме (за направление тока примем направление движения положительно заряженных частиц).

Магнитная (токовая) структура, определяемая процессами пересоединения в КТС, исследовалась с помощью подвижной линейки из семи магнитных зондов с открытой петлей диаметром 3 мм, разнесенных друг от друга по радиусу на величину  $Dr \approx 1$  см и перемещаемых вдоль оси  $Oz$  с шагом 2 см. Методика измерений и построения карт силовых линий магнитного поля была аналогичной изложенной в работе [13]. Измерения показали, что магнитная структура КТС в пределах точности эксперимента обладает аксиальной симметрией, поэтому силовые линии отождествлялись с изолиниями магнитного

потока  $\Phi(r, t) = \int_0^r B_z(r, z) r dr$ . Из данных магнитных зондов определялась и

скорость  $U$  перемещения КТС по радиусу. Концентрация начальной плазмы  $n_0$  контролировалась с помощью тройного ленгмюровского зонда. Для определения величины и профиля электростатического потенциала при больших значениях направленной скорости ионов  $V_n$  ( $V_n \gg U$ ) в режиме малых  $n_0$  и оценки хода электронной температуры  $T_e$  при малых  $V_n$  использовались потенциальные зонды с  $R_3 = 220$  Ом и 12 кОм с опорным и измерительным электродами, разнесенными на 4 см.

Энергетические распределения протонов восстанавливались из энергетических распределений нейтральных частиц перезарядки. Измерения проводились с помощью восьмиканального энергоанализатора нейтральных частиц в диапазоне энергий (90 ÷ 5000) эВ с энергетическим  $DE/E = 33 \pm 2\%$  и временным  $Dt = 150 \div 6$  нс разрешениями под разными углами к плоскости токового слоя (или нормали к нему).

В постановке с широким (30 см) ударным витком при измерениях вдоль тока в КТС нейтральные частицы выводились из рабочего объема через керамическую трубку (апертура  $10^{-4}$ ), входное отверстие которой помещалось в точку касания хорды с окружностями радиусом  $r_1 = 3$  см или  $r_2 = 6$  см на расстоянии вдоль оси  $Oz$   $z = 18$  см (отсчет от левого края ударного витка) – так называемые хордовые измерения.

Нейтралы, движущиеся вдоль нормали к плоскости КТС, регистрировались, когда трубка выдвигалась диаметрально за ось установки на радиус  $r_1$ . Проводились измерения и в плоскости  $r - z$  под углом  $45^\circ$  между нормалью и осью трубки анализатора.

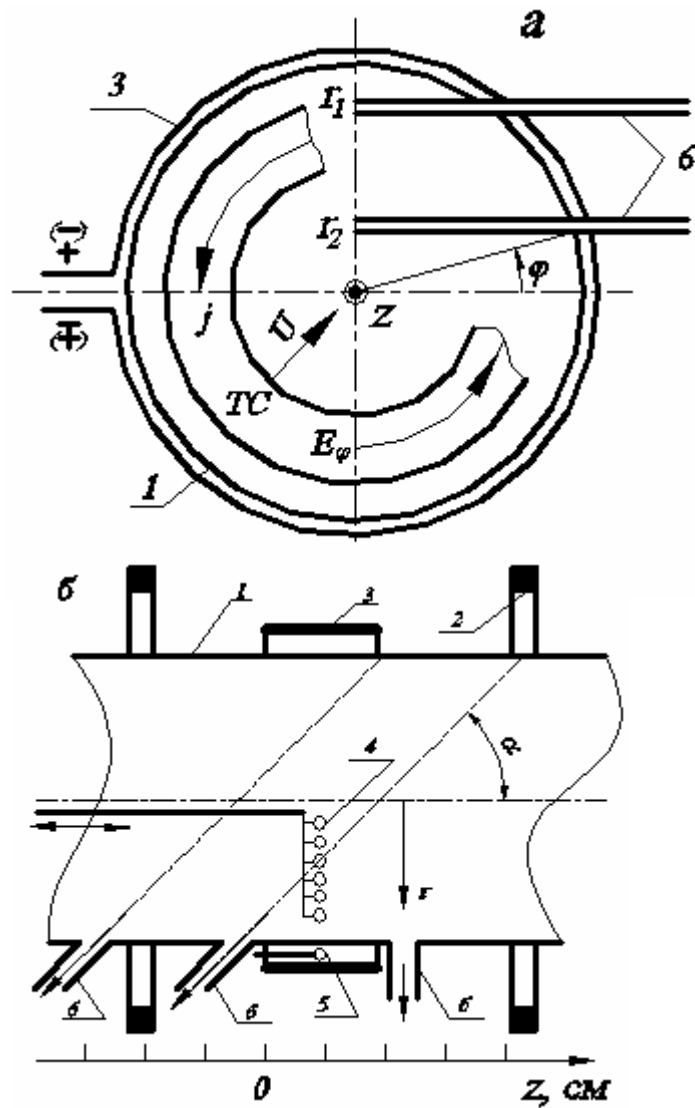


Рис. 4.17. а – схема хордовых и радиальных измерений с широким ударным витком; б – схема измерений с узким ударным витком: 1 – рабочий объем; 2 – катушки начального поля; 3 – ударный виток; 4, 5 – магнитные зонды; 6 – патрубки

При изучении процессов, происходящих при переполусовке поля  $B_I$ , использовалась описанная в 5 главе плазменная ловушка магнитного потока. В этом случае частицы регистрировались на  $z = 18$  см в направлении  $a = 0^\circ$ .

В постановке с узким ударным витком трубка в рабочий объем не вводилась; измерения проводились для  $a = 45^\circ$  при  $z = -4$  см и  $z = -13$  см (рис. 4.17 б). В случае  $z = -4$  см просматривалась ближняя часть КТС, регистрировались ионы, движущиеся вдоль нейтральной линии. Когда  $z = -13$  см – диагностировалась часть КТС за осью установки (см. рис. 4.18).



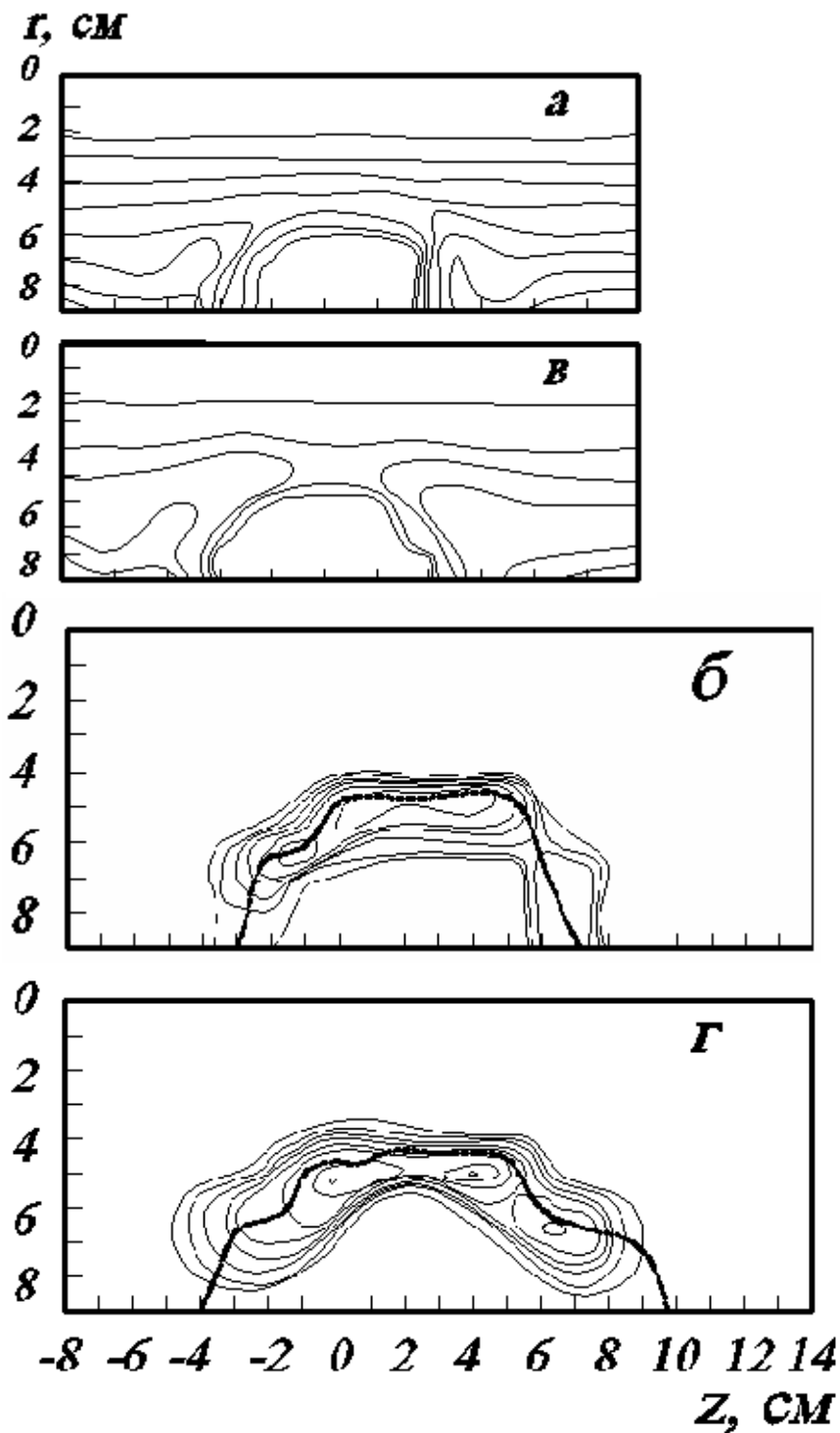


Рис. 4.18. Карты  
 изолиний магнитного по-  
 тока (а, в) и изолиний  
 плотности тока (б, г).  
 $t = 240$  нс (а, б)  
 и  $t = 300$  нс в, г).

Положение нейтральной  
 линии ( $B_z = 0$ )  
 показано штриховой  
 линией

**Радиальные измерения.** Измерения проводились при аналогичных хор-  
 довым условиях. Отраженные частицы регистрировались при концентрации  
 плазмы  $n_0 < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Как и в работах [137; 225], отраженные ионы выделялись  
 на спектрах по равенству энергии обрезания (или максимальной энергии  $E_{max}$ )  
 величине  $E_{отр} \leq 4E_H$ . При  $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  значение  $E_{max}$  достигало  $80E_H$ . Примеры  
 распределений протонов по энергии для данного случая приведены на  
 рис. 4.19. Кривые 1, 2 соответствуют  $n_0 \gg 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; 3, 4 –  $n_0 \approx 2,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Максимальный выход ионов коррелирует с моментом остановки КТС, когда амплитуда поля достигает максимального значения  $DB = (DB^+ + DB_-) = DB_{max}$ . Направление тока в плазме при проведении эксперимента также менялось, и постановке по току отвечают спектры 1, 4; против – 2, 3. Стрелками на оси энергий отмечены соответствующие  $E_n$ . Наряду с тем, что из рис. 4.19 видно явное отсутствие корреляции  $E_{max}$  кривых 3 и 4 с величиной  $E_{отр}$ , не прослеживается и однозначная связь с направлением индукционного тока. Максимальные энергии сравнимы с наблюдаемыми в случае хордовых измерений (см. рис. 4.17) в постановке против тока.

Относительное количество отраженных ионов  $n_b/n_0$  оценивалось по отношению площадей под участками спектра, соответствующих пучку и плазме, увлекаемой слоем. Отношение площадей определялось после перевода распределений в движущиеся системы координат, связанные, соответственно, с отраженным пучком и основной плазмой в КТС. В предположении одинаковой степени изотропии обоих распределений  $n_b/n_0 = 0,1 \dots 0,15$ .

Типичное значение температуры ионов, вычисленное по наклону низкоэнергетичной части «мгновенных» спектров для движущегося КТС, составляло от 60 до 80 эВ. Следует отметить, что на уширение функции распределения за счет нагрева накладывается дополнительное его размытие за счет эффекта перезарядки ионов в разных точках скачка электростатического потенциала в КТС, а также уширение, связанное с искажением функции распределения ионов при пересечении этого скачка. Поэтому полученные значения температуры будут несколько завышенными. Точный учет дополнительного уширения требует знания профиля потенциала  $j = f(r)$  в слое и его максимального значения  $j_m$ .

Спектры, построенные для моментов времени, когда скорость движения нейтрального слоя близка к нулю, монотонно спадающие; характеризуются наличием основной массы ионов, имеющих максвелловское распределение с температурой  $T_i \approx 35$  эВ, и малой доли ускоренных до энергий примерно 1 кэВ частиц. Как показали измерения, КТС при этом эмитирует ионы как к оси, так и к стенке рабочего объема. Распределения этих частиц по энергии одинаковы.

Частицы, движущиеся вдоль радиуса рабочего объема, изучались также в случае, когда на границе поле  $B_l$  имело вид импульса с переполюсовкой через 1,5 мкс (рис. 4.20 а). Примеры магнитных структур для трех моментов времени при этом даны на рис. 4.25. В промежутке  $300 \leq t \leq 1400$  нс магнитная структу-

ра практически неизменна. В плазме токового слоя существуют два острова, объединенные общими силовыми линиями. Центр острова ( $z = 18$  см) за время  $t$  сместился с  $r = 7,2$  см на  $r = 5,5$  см. При переполюсовке быстрого поля  $B_1$  в центральной области плазменного столба сохраняется ядро горячей плазмы, но внешняя граница острова сдвигается наружу, замкнутая магнитная конфигурация раскрывается (рис. 4.21б). Время раскрытия  $t_p \gg 400$  нс, что составляет  $(2, 3)t_A$ , где  $t_A$  – транзитное альфвеновское время поперек острова (диффузионное время  $t_A = 7,6 \times 10^{-6}$  с  $> t_p$ ). В процессе разрушения начинается формирование новой токовой структуры (рис. 4.21в).

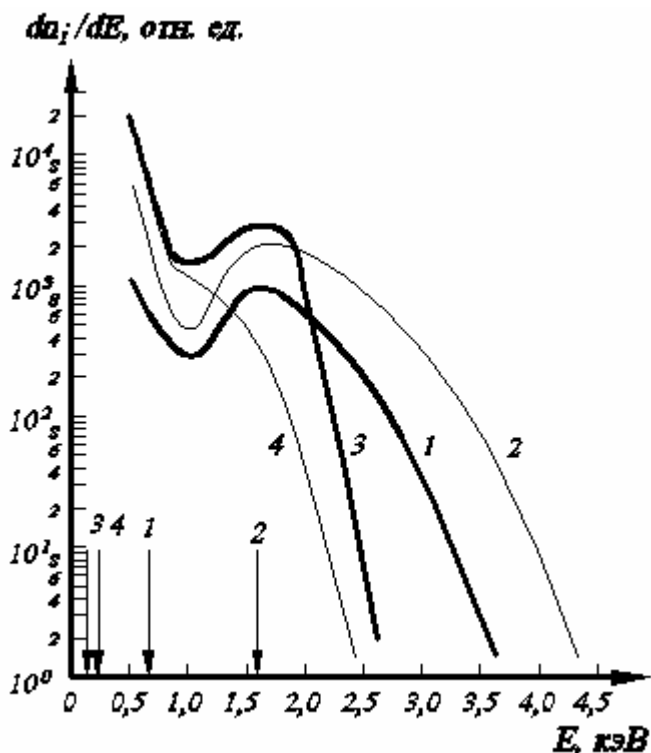
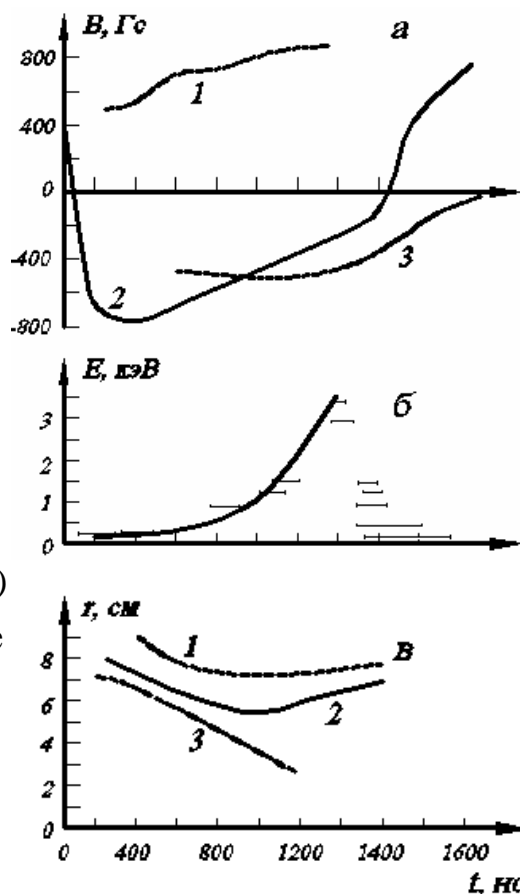


Рис. 4.19. Распределения протонов по энергии. Радиальные измерения. Кривые 1, 2 –  $n_0 \gg 10^{13}$  см $^{-3}$ ; 3, 4 –  $n_0 \gg 2,2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ .  $r = 3$  см,  $z = 18$  см

Рис. 4.20. Зависимости от времени:

а – величины магнитного поля на приосевой (1) и пристеночной (3) границах КТС и на границе рабочего объема (2);

б – времени регистрации максимумов сигнала (линия - расчетная кривая); в – радиального положения границ КТС (1, 3) и нейтральной линии (2). Сечение  $z = 18$  см



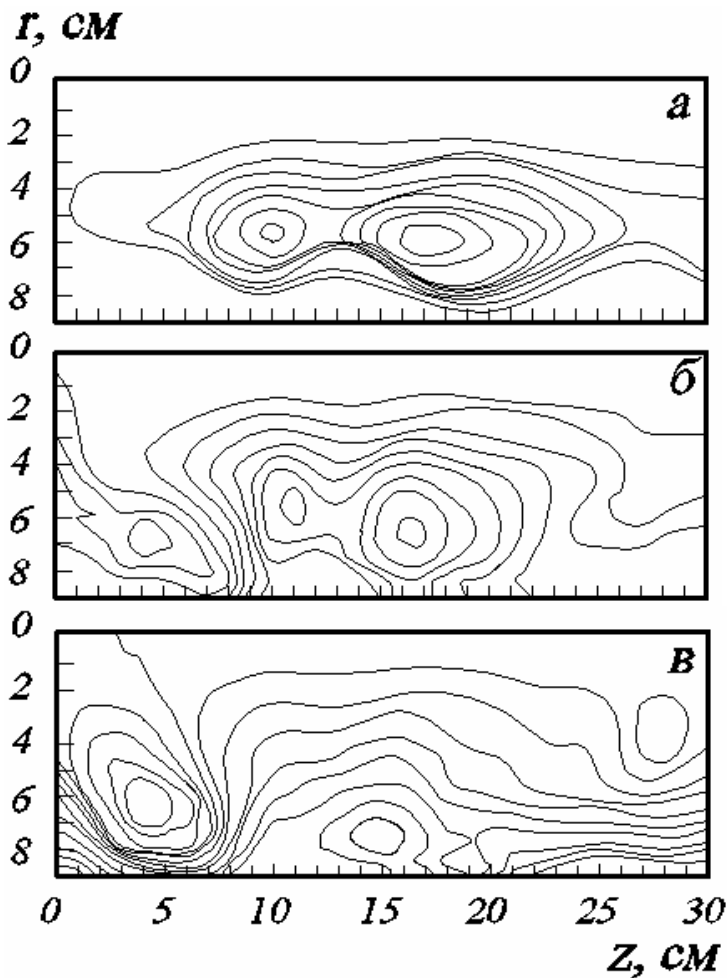


Рис. 4.21. Карты изолиний магнитного потока.  
 $n_0 \gg 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .  
 а –  $t = 700 \text{ нс}$ , б –  $t = 1500 \text{ нс}$ ,  
 в –  $t = 1900 \text{ нс}$ . Поле  $B_1$  меняет  
 знак на обратный в момент  
 времени  $t = 1500 \text{ нс}$

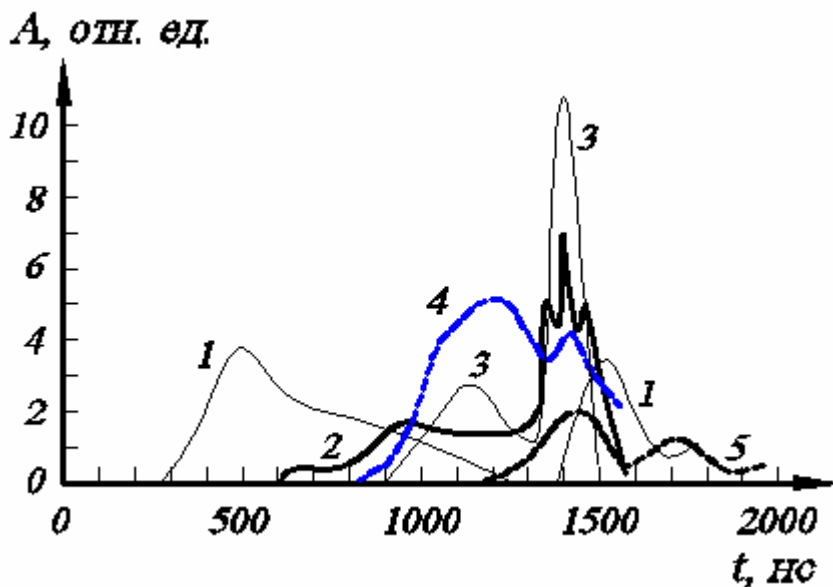


Рис. 4.22. Сигналы энергоанализатора для ионов с энергиями 410 (1), 778 (2), 1165 (3), 1461 (4) и 4697 (5) эВ.  
 $n_0 \gg 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Сигналы с нескольких детекторов энергоанализатора, отвечающие времени  $t$ , изображены на рис. 4.22. Прибор, аналогично случаю для  $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в постановке с кроубаром, регистрирует последовательно ионы с возрастающей энергией (обратная дисперсия по скоростям) – см. рис. 4.20 б и 4.22. В дополнение к этой группе частиц при перестройке магнитной структуры наблюдается

мощный всплеск ионного излучения во всем энергетическом диапазоне анализатора (рис. 4.22 вблизи  $t \gg 1400$  нс).

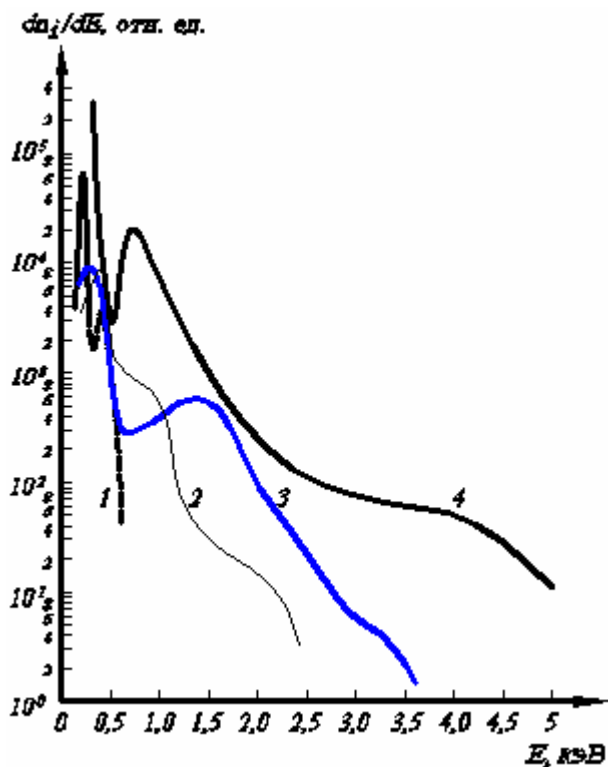


Рис. 4.23. Распределения протонов по энергии. Радиальные измерения с плазменной ловушкой магнитного потока.  $n_0 \gg 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .  
 1 –  $t = 140$  нс, 2 –  $t = 700$  нс,  
 3 –  $t = 1000$  нс, 4 –  $t = 1400$  нс

Через промежуток времени  $Dt \gg 300$  нс по сигналам, изображенным на рис. 4.22, строились мгновенные спектры ионов по энергии. Они приведены на рис. 4.23. При анализе данных распределений становится очевидным последовательный набор энергии протонами с темпом  $\frac{dE}{dt} = (2 - 6) \cdot 10^9 \text{ эВ/с}$ .

При радиальных измерениях в случае узкого (3 см) ударного витка [188], когда максимальная амплитуда магнитного поля в КТС достигала 2 кГс, луч зрения энергоанализатора в цилиндрической геометрии (рис. 4.17) пересекает КТС дважды. На распределениях ионов по энергии в окрестности нулевой линии выделена группа нетепловых ионов с энергией 500–700 эВ; максимальные энергии достигают 1100 эВ. Число ускоренных ионов не превышает 10% начальной концентрации.

**Измерения под углом  $45^\circ$ .** Измерения проводились при ширине ударного витка 3 и 30 см. Как видно из рис. 4.18 при возбуждении тока с помощью узкого (3 см; см. рис. 4.17) витка в плазме формируется магнитная структура X-типа и области старого и нового магнитных потоков разделяются токовым слоем [15; 191]. Эксперименты проводились при  $B_0 = 310$  Гс и  $n_0 = 1,3 \times 10^{13}$ ,  $6,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Ионные измерения соотносились с эволюцией магнитной структуры: картами

силовых магнитных линий, распределением плотности тока, поперечной к слою компоненты магнитного поля и индукционного электрического поля.

На начальной стадии эволюции КТС в окрестности X-точки наблюдаются процессы спонтанного пересоединения при длине слоя  $l > 2pD$  ( $l/D = 7-9$ ;  $D$  – толщина КТС). В центральной области КТС в окрестности нулевой линии образуются локальные максимумы плотности тока (токовые волокна), которые затем сносятся на фланги слоя со скоростью, превышающей альфвеновскую  $V_A$ . Тиринг-процесс происходит на временных масштабах короче ионного циклотронного периода и транзитного ионного времени через магнитные острова в присутствии поперечной к слою компоненты  $B_n \approx 50$  Гс – в турбулентном токовом слое с ионно-звуковой турбулентностью (аномальная проводимость  $S = (0,5 \dots 2) \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ), перпендикулярная компонента не подавляет тиринг-неустойчивость. Скорость пересоединения в окрестности X-точки, определяемая величиной индукционного электрического поля  $E_{II} = \frac{1}{2pr_0c} \frac{\partial \Phi(t, r_0)}{\partial t}$  (здесь

$$\Phi(r, z, t) = 2p \int_0^r B_z(r, z, t) r dr), \text{ изменяется с периодом } t \gg 160-190 \text{ нс с модуляцией } \sim 1 \text{ при средней амплитуде } E_{II} = 0,07 \text{ ед. СГСЕ.}$$

При измерении под углом  $45^\circ$  с окном на  $z = -4$  см регистрируются ионы из ближней части КТС; когда  $z = -13$  см – из области за осью установки. Ионы регистрируются в момент прохождения КТС линии зрения энергоанализатора (угловая апертура энергоанализатора составляла  $10^{-4}$ ). При этом края слоя наклонены под углом  $\alpha = 45^\circ$  в плоскости  $r - z$  к оси установки и измеряемые частицы движутся вдоль нейтральной линии.

Во всех случаях сигналы с высокоэнергичных каналов анализатора ( $E \approx 500$  эВ) имеют вид разделенных на  $\Delta t \approx 80$  нс всплесков. Продолжительность сигналов определяется временем эмиссии ионов из области токового слоя и размытием сигнала на времени пролета и отслеживает за осцилляциями индукционного электрического поля.

Типичный спектр для случая  $z = -4$  см для ионов, движущихся от X-точки влево ( $n_0 \gg 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $z = -4$  см; ионы, эмитируемые КТС, уходящим от анализатора), показывает протяженное (несколько сотен эВ) плато (или пучок) с энергиями, равными или большими энергий частиц, излучаемых в радиальном на-

правлении (рис. 4.24а). В энергетическом распределении можно выделить поток частиц ( $E \gg 550$  эВ) со скоростью  $V \gg 3,3 \times 10^7$  см/с, что превышает  $V_A$  ( $V_A = 2,1 \times 10^7$  см/с - по начальным плазменным параметрам). Наблюдается также хвост более энергичных ионов с  $E_{max} \approx 1,6$  кэВ.

$dn_i/dE$ , отн. ед.

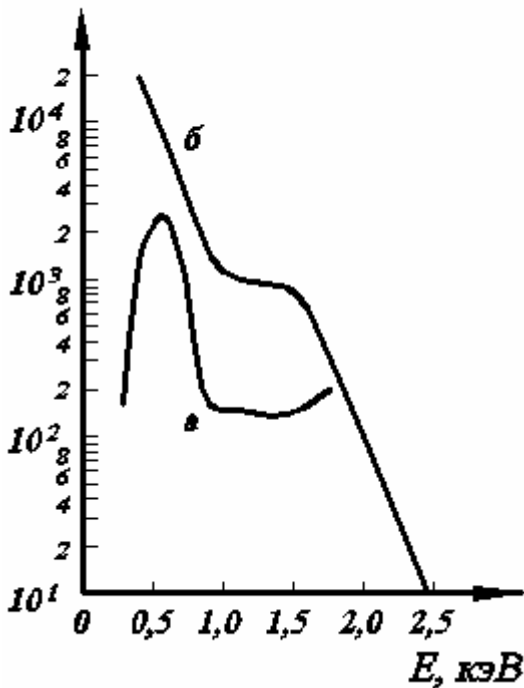


Рис. 4.24. Распределения протонов по энергии.  $\alpha = 45^\circ$ . Узкий виток.  $n_0 \gg 10^{13}$  см $^{-3}$ .  
а -  $z = 4$  см, б -  $z = -13$  см

При  $n_0 = 3,2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  характер процессов пересоединения не изменяется. Период флуктуаций индукционного электрического поля составляет 120 нс при амплитуде 0,1–0,2 ед. СГСЕ. После достижения оси установки при сжатии начального поля идет фаза стационарного пересоединения с  $E_{II} = 0,05$  ед. СГСЕ. Наблюдается группа ускоренных ионов с энергиями 700–900 эВ.

Максимальная энергия  $E_{max} \approx 1300$  эВ.

На рис. 4.24б показано распределение частиц ( $E \approx 500$  эВ; малые концентрации -  $n_0 \gg 1,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ), когда  $z = -13$  см,  $r = 5$  см, для ионов, движущихся от X-точки в обратную сторону. Скорость движения КТС к оси при этом  $U = 2,5 \times 10^7$  см/с. Под углом  $45^\circ$  наблюдаются ионы с энергиями до 3 кэВ. Всплесков индукционного электрического поля нет. Типичные энергии ионов в радиальном направлении при этом соответствуют величине  $E \approx 4(MU^2/2)$ ; максимальная энергия  $E_{max} \approx 1600$  эВ; в диапазоне низких энергий выделена группа ионов с  $E \gg MU^2/2$ .

Заметим, что на первой стадии эволюции КТС среднее значение индукционного электрического поля  $E$ , нормированное на  $E_A = V_A B_b / c$  ( $B_b$  - поле на границе КТС), составляет  $(2, 3)E_P$ . Для случая  $n_0 = 6,5 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  и  $s = 2,5 \times 10^{13}$  с $^{-1}$  скорости пересоединения в моделях Петчека и Свита-Паркера  $E_P \gg E_{SW}$  примерно равны между собой ( $E_P = pE_A / (4 \ln Re)$ ;  $E_{SW} = E_A / Re^{0,5}$ ;  $Re = 4plV_A / c^2$  - число Рейнольдса, равное 35 в данном случае). На стационарной стадии при  $B_b = 1000$  Гс,  $l = 10$  см,  $s = 5 \times 10^{13}$  с $^{-1}$ ,

$E = 0,08E_A$  и  $Re = 160$ . Значение  $E \gg E_{SW}$ , что примерно в 3 раза ниже, чем поле в модели Петчека.

На первой стадии эволюции КТС оценка величины реализуемой энергии  $jE$  показывает, что в слое плазма может быть нагрета до нескольких сотен эВ. На второй стадии температуру можно оценить из условия равновесия токового слоя  $nT = B_b^2/8\rho$ . Получается, что  $T \approx 100$  эВ. В обоих случаях проводимость плазмы на два–три порядка величины меньше кулоновской.

Идентифицировать механизм ускорения ионов в данном эксперименте сложно. Часть потока ионов отражается потенциалом, ассоциируемым с движущимся радиально КТС. Вклад этого механизма виден при радиальных измерениях в случае низкой плотности плазмы – типичные регистрируемые энергии от  $E_n$  до  $4E_n$  ( $E_n = MU^2/2$ ). При больших  $n_0$ , когда наблюдаются всплески индукционного электрического поля (скорости пересоединения), скорость движения КТС мала –  $E_n \approx 20$  эВ, что много меньше наблюдаемых энергий. Скорость набора энергии в данном случае  $dE/dt \gg 4 \times 10^9$  эВ/с; максимальное значение достигается в процессе расщепления КТС в окрестности X-точки, ведущего к разбиению токового слоя на токовые жгуты. Как говорилось выше, джоулева диссипация способна обеспечить нагрев электронов до сотен эВ. Горячие электроны, покидая область нагрева, на границе холодной и горячей плазмы могут сформировать скачок электростатического потенциала  $Dj \gg T_e/e$ , во взаимодействии с которым и могут ускоряться ионы.

В азимутальном направлении ионы могут ускоряться в процессе всплесков поля пересоединения. Однако энергии, набираемые ионами в этом поле за период осцилляций, много меньше наблюдаемых.

Приведенные механизмы ускорения ионов имеют выделенные в пространстве направления ускорения. Наблюдаемая частичная хаотизация ускоренных частиц является следствием рассеяния ионов на большие углы на колебаниях в турбулентном КТС.

На второй стадии эволюции магнитной структуры, когда скорость пересоединения близка к скорости вынужденного пересоединения в модели Свита-Паркера, и геометрические характеристики КТС остаются постоянными, ускоренные ионы не регистрируются. Скорость плазмы вдоль слоя ниже альфвеновской; энергии, соответствующие данной скорости, лежат вне (ниже) диапазона регистрации энергоанализатора.



В постановке с широким витком регистрация частиц проводилась в зоне плоского КТС под углом к нейтральной линии. Энергетические спектры ионов оказались аналогичными полученным при измерениях вдоль тока (рис. 5.22).

**Продольные измерения ( $90^\circ$ ).** Спектры ионов, вылетающих вдоль продольной оси установки ( $\alpha = 90^\circ$ ), – «продольные» спектры  $dn_i/dE_{\parallel}$  измерялись с помощью девятиканального энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки, установленного вдоль оси рабочего объема (на торце). Апертура прибора позволяла регистрировать частицы, вылетающие из-под ударного витка на всей его длине из области размером  $4 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ , расположенной на расстоянии  $r = 3 \text{ см}$  от оси установки. Временное разрешение энергоанализатора из-за большой пролетной длины в установке и конечного энергетического разрешения каналов составляло  $Dt \gg 300 \text{ нс}$ , поэтому получаемая функция распределения ионов по энергиям оказывается усредненной по всему временному интервалу, в течение которого КТС движется через апертуру прибора.

При регистрации частиц, вылетающих вдоль нейтрального слоя, наблюдается особенность в эмиссии ионов из возмущенной плазмы, выраженная в двойной структуре сигналов с детекторов анализатора (рис. 4.29). В ходе изучения пространственно-временной картины процесса было установлено, что сложная структура сигналов связана с одновременным излучением ионов из областей, разнесенных вдоль линии регистрации на расстояние  $\sim 15 \text{ см}$ . Первый и второй пики сигналов разделяются во времени на осциллограммах со всех каналов анализатора и идентифицируются с эмиссией из ближней к прибору краевой и центральной областей ударного витка. Подтверждением такой интерпретации являются специальные измерения структуры сигналов при изменении длины ударного витка. При ее уменьшении соответственно уменьшается временной интервал между пиками. Таким образом, разделение пиков во времени позволяет восстанавливать две функции распределения, относящиеся к излучаемым плазмой ионам из разных областей в одном цикле срабатывания установки.

На рис. 4.26 даны спектры  $(dn_i/dE_{\parallel})_2$ , восстановленные по вторым пикам на осциллограммах (из центральной области ударного витка). Кривые получены при постоянном  $B_0$  для различных значений начальной концентрации  $n_0$ . В первую очередь можно отметить, что продольные спектры и спектры, получен-

ные в радиальной постановке (поперечные  $(dn_i/dE_\perp)$ ), обладают похожими свойствами: при близких  $n_0$  и  $B_0$  они имеют подобный вид; энергия, при которой происходит обрезание плато, связана со скоростью распространения КТС соотношением  $E_\parallel \leq 2MU^2$ . Далее обнаруживается, что относительная интенсивность продольного потока ионов, оцененная с учетом объемов излучающей плазмы, на два порядка ниже интенсивности радиального потока. Естественно предположить, что к таким эффектам может привести упругое рассеяние в плазме на угол  $90^\circ$  малой доли частиц радиального потока.

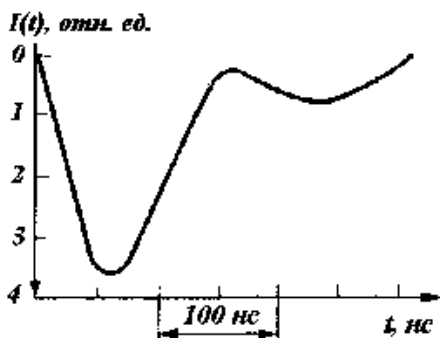


Рис. 4.25. Оциллограмма выходного тока  $I(t)$  с детектора энергоанализатора при регистрации продольного потока ионов с энергией  $E_\parallel = 2500$  эВ

Другой вид имеют энергетические распределения ионов, излучаемых из приграничной области ударного витка. На рис. 4.27 приведены кривые  $(dn_i/dE_\parallel)_1$ , построенные по первым пикам оциллограмм. Распределения  $(dn_i/dE_\parallel)_1$  представляют собой в полулогарифмическом масштабе прямые линии с разными углами наклона при разных  $n_0$ . При уменьшении  $n_0$  происходит возрастание доли высокоэнергичных ионов.

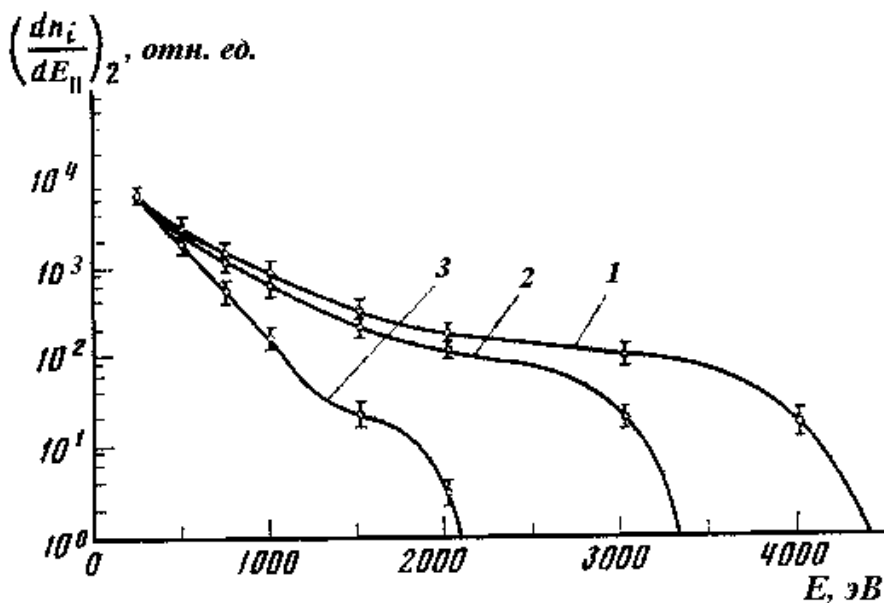


Рис. 4.26 Энергетические распределения ионов (нормированы в точке  $E = 260$  эВ). Кривая 1 —  $n_0 \gg 2 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ ; 2 —  $n_0 \gg 5 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ ; 3 —  $n_0 \gg 10^{13}$  см $^{-3}$ .  $B_0 = -600$  Гс

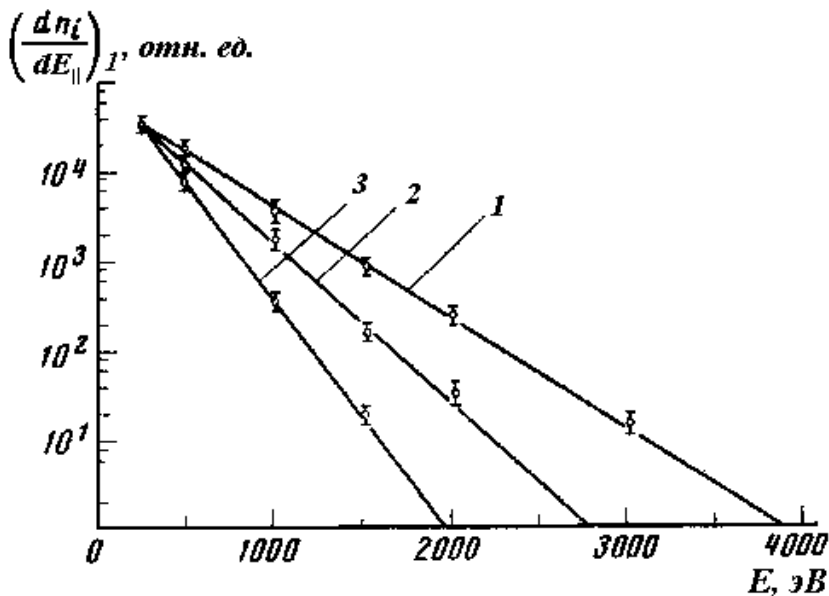


Рис. 4.27. Энергетические распределения ионов (нормированы в точке  $E = 260$  эВ). Кривая 1 —  $n_0 \gg 2 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>; 2 —  $n_0 \gg 5 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>; 3 —  $n_0 \gg 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.  $B_0 = -600$  Гс

Наблюдаемое отличие вида спектров  $(dn_i/dE_{||})_1$  и  $(dn_i/dE_{||})_2$  указывает на разные механизмы образования высокоэнергичных ионов в двух выделенных областях пространства плазмы КТС. Исходя из экспериментальных данных [12], которые говорят об интенсивном нагреве электронной компоненты плазмы в КТС, можно предположить, что за счет быстрого ухода части горячих электронов вдоль магнитного поля в КТС создается избыток положительного заряда ионов в области нагрева, ограниченной размерами ударного витка. Это должно привести к возникновению амбиполярного скачка потенциала на границе, разделяющей холодную и горячую плазму. Существование такого скачка подтверждается существованием тепловой волны, распространяющейся от края витка вдоль магнитного поля, которая наблюдалась в конфигурации  $\theta$ -пинча со встречными полями [110]. Ускоряющиеся на этом потенциале ионы должны образовать поток, расходящийся вдоль магнитного поля в обе стороны от краев ударного витка. В эксперименте регистрируется та часть потока, которая выходит в сторону энергоанализатора из ближней к нему краевой области ударного витка.

Аналогичный механизм формирования скачка потенциала — из-за неоднородности электронного давления в многопробочной конфигурации на установке ГОЛ-3 изложен в работе [20]. Продольные амбиполярные электрические поля ускоряют плазму с обеих сторон магнитной ямы до скоростей порядка ионно-звуковой скорости по направлению к средней ее плоскости, где происходит столкновение встречных плазменных потоков и коллективная релаксация пучков.

Приведенная модель ускорения в краевой области была проверена дополнительными измерениями, в которых спектры контролировались при параллельной ориентации магнитных полей ( $\dot{B}_0 \uparrow \dot{B}_1$ ). При тех же параметрах  $n_0$  и  $B_0$  для ударной волны наблюдается относительно слабый нагрев электронов [146], так что ускоряющий ионы потенциал, величина которого определяется электронной температурой, принимает меньшие значения. Измерения показали значительное уменьшение максимальной энергии регистрируемых ионов. Следует также отметить, что приведенная выше зависимость ширины спектра  $(dn_i/dE_{\parallel})_1$  от концентрации плазмы (рис. 4.27) качественно удовлетворяет данной модели, так как в КТС величина  $nT_e \mu (DB)^2$  и при росте  $n$  в случае постоянной величины  $DB$  должна уменьшаться электронная температура.

Таким образом, результаты измерений продольных спектров позволяют дополнить выделенный ранее ряд характеризующих исследуемый процесс экспериментальных фактов. Обнаруживаются две области эмиссии ионов, прилегающие к центральной и краевой частям ударного витка. Спектры частиц, ускоренных в центральной области в продольном и радиальном направлениях, имеют похожие свойства. Интенсивность продольного потока примерно на два порядка ниже интенсивности радиального. Наблюдается широкий спектр по энергии ионов, ускоренных в краевой области ударного витка. Из результатов измерений продольного потока частиц можно предположить, что появление ускоренных на границе холодной и горячей плазмы ионов связано с существованием скачка потенциала во фронте тепловой волны. Следует отметить, что такая модель ускорения может не отражать в полной мере совокупность физических явлений, приводящих к обнаруженному эффекту. В частности, вклад в ускорение могут дать турбулентные процессы, развивающиеся во фронте тепловой волны.

***Ускорение ионов в лаборатории и в солнечных вспышках.*** Обозначим некоторые подходы к модельному переносу результатов ускорения ионов в лабораторном КТС на солнечные вспышки.

В настоящее время общепринято, что определяющую роль в выделении энергии в процессе солнечной вспышки (выброса корональной массы) играют токовые слои. Магнитная энергия может аккумулироваться в окрестности токового слоя и затем быстро конвертироваться в кинетическую энергию частиц

плазмы и излучение (см., например, [161] и цитированную там литературу). Особое внимание уделяется токовым слоям, разделяющим области плазмы с противоположно направленными магнитными полями – КТС. Полагают, что диссипация тока происходит при топологической реконструкции магнитного поля КТС. Кроме того, в слое реализуется режим аномально высокого сопротивления из-за мелкомасштабных неустойчивостей, возбуждаемых в плазме КТС. Лабораторные эксперименты показывают, что оба этих явления работают в КТС, приводя к эффективному нагреву плазмы и ускорению частиц до сверхтепловых скоростей [192].

Для проведения лабораторных модельных экспериментов, таким образом, необходимо выполнить следующие условия:

- 1) КТС должен быть турбулентным настолько, чтобы эффективная частота столкновений значительно превышала кулоновскую;
- 2) КТС должен быть протяженным ( $l/D \gg p$ ), чтобы удовлетворялось условие развития тиринг-неустойчивости;
- 3) время жизни КТС должно быть больше  $l/V_A$ .

Проведенные нами эксперименты удовлетворяют перечисленным условиям. В табл. 4.1 приведены параметры лабораторного КТС и условия в солнечных вспышках.

Таблица 4.1

Параметры лабораторного КТС и условия в солнечных вспышках

Параметр	Вспышка	Лаборатория
Толщина КТС, см	---	0,5 ÷ 3
Ширина КТС, см	$10^8$	30
Длина КТС, см	$10^9 \div 10^{10}$	$2\pi r$
Плотность плазмы, $\text{см}^{-3}$	$3 \cdot 10^9 \div 10^{11}$	$10^{11} \div 10^{14}$
Температура плазмы, $T_e$ , эВ	$(1 \div 4) \cdot 10^3$	$\geq 10^3$
Величина магнитного поля на границе КТС, $B_b$ , Гс	150 ÷ 1000	400

Условия 1–3 для проведенных экспериментов удовлетворяются:

- 1) характер диссипации магнитной энергии КТС указывает, как уже упоминалось, на существование ионно-звуковой турбулентности, приводящей к эффективной частоте столкновений  $S_{эфф} \ll S_{кул}$ , которая определяет скорость

роста магнитных островов, – рост поперечной (радиальной) составляющей маг-

$$\text{нитного поля } b(t) = B_{rm}/B_b = b_0 + a(t - t_0)^2, \text{ где } a = 5 \cdot 10^{13} \left( \frac{10^{13}}{S_{\text{эфф}}, c^{-1}} \right)^{0,45 \pm 0,16};$$

2) острова формируются, если  $kD \sim 1$  или  $l/D = 5-9$ ; длина волны  $l = 2p/k \gg 10$  см; при этом  $b$  изменяется от 0,5–0,7 до 0,2;

3) время жизни КТС  $t \gg l/V_A$ .

Моделирование процесса энерговыделения в КТС, когда характерным масштабом является толщина токового слоя  $D \ll l$ , возможно, в принципе, с коэффициентом подобия, близким к 1. При этом подразумевается, что токовый слой на Солнце представляет собой тонкую поверхность, толщина которой много меньше остальных размеров и сравнивать можно лишь те величины, которые явно от времени не зависят, такие как мощность энерговыделения и темп ускорения частиц. Характеристики процесса энерговыделения в лабораторном КТС приведены в табл. 4.2. Темп ускорения ионов в КТС, не изменяющем свою структуру (квазистационарное состояние), составлял  $dE/dt = (2 \div 5) \times 10^9$  эВ/с.

Мощный всплеск ионного излучения обнаружен при вынужденном разрушении замкнутых магнитных конфигураций и последующей перестройке топологии КТС. Естественно для этого случая предположить другой (по сравнению с ускорением на квазистационарной стадии) механизм ускорения ионов – набор энергии в индукционных полях, формирующих вторичный токовый слой при взаимодействии полей островов и внешнего магнитного поля, изменяющего свою полярность.

Основные выводы, следующие из лабораторного эксперимента:

1. Зарегистрирована анизотропия ускорения ионов по отношению к направлению тока в КТС и месту излучения из КТС. Наиболее эффективно частицы ускоряются в направлении против тока в области магнитного острова.

2. Показано, что при изменении знака магнитного поля на границе КТС происходит раскрытие существовавших замкнутых магнитных конфигураций с последующим формированием новой магнитной структуры. Процесс раскрытия сопровождается мощной эмиссией высокоэнергичных ионов.

3. В КТС обнаружены потоки ионов, движущиеся поперек тока вдоль нейтральной линии примерно с альфвеновской скоростью.

4. Результаты лабораторного эксперимента дают основание полагать, что мощность конверсии магнитной энергии и темп ускорения ионов в КТС обеспечивают характеристики энерговыделения в солнечных вспышках (корональных выбросах плазмы).

Таблица 4.2

Характеристики энерговыделения в лабораторном КТС

Фазы энерговыделения Характеристики токового слоя	Вспышечная фаза ( $t \approx 100$ нс)	Релаксация осцилляций ( $100$ нс $\leq t \leq 300$ нс)	Асимптотическая фаза ( $t > 300$ нс)
Магнитная структура	Формирование КТС; развитие тиринг-неустойчивости	Формирование магнитных островов	Фрагментация КТС на токовые жгуты; стабилизация тиринг-неустойчивости; взаимодействие островов
Нагрев плазмы	Вспышечный нагрев однородный по КТС на аномальном сопротивлении	Релаксация осцилляций $T_e$ и $S_{эф}$ ; локализация энерговыделения в островах	Охлаждение КТС; рост проводимости;
Нагрев электронов [12]	Вспышечное ускорение однородное по КТС	Ускорение в окрестности особых точек	Ускорение не наблюдается
Ускорение протонов	Отражение от движущегося КТС		Ускорение вдоль границы КТС поперек магнитного поля

В табл. 4.3 сравниваются характеристики процесса энерговыделения в лабораторном КТС и во вспышке. Результаты лабораторного эксперимента показывают способность турбулентного КТС выделять энергию с необходимой для протекания солнечной вспышки скоростью.

Таблица 4.3

## Характеристики энерговыделения во вспышке и лабораторном КТС

Характеристики энерговыделения	Солнечные вспышки	Эксперимент
Мощность энерговыделения, $\text{Эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$10^{10}$	$10^{11}$
Содержание энергии в ускоренных электронах [12]	0,1	0,1
Спектральный индекс функции распределения ускоренных электронов [12]	3	0,5 ÷ 8
Темп ускорения протонов, эВ/с	$10^9$	$(2 \div 5)\cdot 10^9$



## Глава 5. Серфотронный механизм ускорения частиц в плазме

Серфотронный механизм ускорения частиц, коротко – серфинг, впервые был рассмотрен Р.З. Сагдеевым [165] при анализе движения ионов во фронте магнитозвуковой ударной волны. Этот механизм привлекает к себе внимание из-за высокого темпа ускорения и исследовался во многих работах. В физике ускорителей устройство, в котором осуществляется серфотронное ускорение частиц, называется серфотроном [227] и является одним из новых и перспективных. В работе [258] серфинг впервые был привлечен для расчета энергии протонов, ускоренных в ударных волнах, возбуждаемых солнечными вспышками в хромосфере Солнца. Ускорение частиц за счет серфинга в волнах большой амплитуды в плазме Галактики впервые было рассмотрено в работе [96], а в работе [131] на основе серфинга предложена новая модель происхождения космических лучей в Галактике. В данной главе мы подробно рассмотрим, как происходит ускорение частиц под действием серфинга, и выясним, какие открываются возможности при решении с помощью серфинга сложной проблемы формирования частиц высокой энергии в космической плазме.

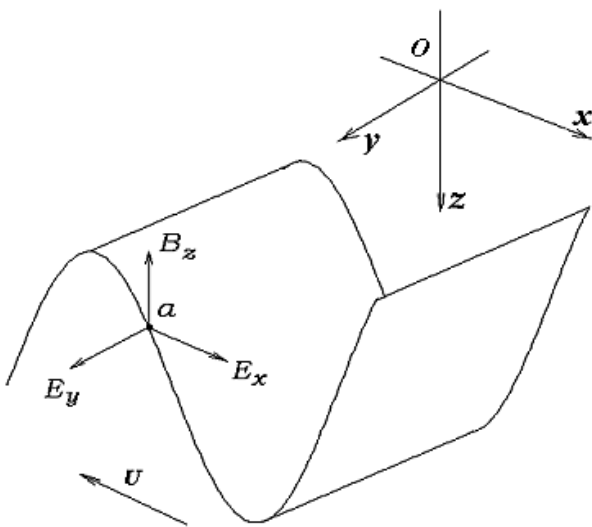


Рис. 5.1. Геометрия серфотронного ускорения

Суть серфотронного механизма ускорения поясним с помощью рис. 5.1, где схематически изображена часть периодической волны потенциала, бегущая в плазме в отрицательном направлении оси  $Ox$  со скоростью  $U$ . Волна движется

поперек постоянного и однородного магнитного поля, вектор которого направлен в отрицательном направлении оси  $Oz$  и равен по величине  $B_0$ . Длина волны  $\lambda = 2\pi/k_0$ , где  $k_0$  – волновое число. Введем две системы отсчета, одну из них, в которой плазма, как целое, покоится, назовем лабораторной системой отсчета (ЛСО), другую, в которой покоится волна, назовем системой отсчета волны (СОВ). Рассмотрим в ЛСО частицу, находящуюся в некоторой точке  $a$  на профиле волны (рис. 5.1), в которой электрическое поле волны имеет компо-

ненту  $E = E_x(x) = -\partial j(x)/\partial x$ , а магнитное поле – компоненту  $B_0$ . В системе отсчета волны величина магнитного поля изменится и примет значение  $B = gB_0$  ( $g = [1 - U^2/c^2]^{-1/2}$ ), электрическое  $E$  не изменит своего значения, но, за счет перехода из одной системы в другую, появится еще  $y$ -компонента постоянного однородного электрического поля  $E_y = UB/c$ .

Пусть в системе волны  $x$ -компонента скорости частицы равна нулю, тогда в рассматриваемой точке на частицу будут действовать следующие силы: вдоль оси  $Oy$  действует сила  $eE_y$ , вдоль оси  $Ox$  – это две противоположно направленные силы  $eE$  и  $-e\mathbf{v}_y B/c$ , где  $\mathbf{v}_y$  – скорость движения частицы, ускоряемой вдоль оси  $Oy$  под действием силы  $eE_y$ ; по оси  $Oz$  – сил нет. В СОВ серфотронное ускорение частицы осуществляется индукционным полем  $E_y = UB/c$ , причем считается, что серфинг наиболее эффективен, когда частица движется вместе с волной, т.е., другими словами, захвачена волной. Для захваченной частицы силы, действующие по оси  $Ox$ , уравновешены, т.е.  $E = \mathbf{v}_y B/c$ . Анализируя это равенство при заданном значении величины магнитного поля  $B$ , мы видим, что максимальное значение компоненты скорости  $\mathbf{v}_y$  захваченной частицы не может быть больше скорости света ( $\mathbf{v}_y \leq c$ ), а величина  $E$  ограничена величиной амплитуды электрического поля в волне  $E_A$ . Следовательно, при выполнении условия  $E_A > B$  всегда найдется точка на профиле потенциала, в которой силы по оси  $Ox$  будут уравновешены и частица, находящаяся в точке равновесия, бесконечно долго будет двигаться вместе с волной и ускоряться под действием поля  $E_y = UB/c$ . Такую частицу можно назвать идеально захваченной. Самое замечательное свойство серфинга заключается в том, что положение идеально захваченной частицы является устойчивым. Действительно, анализ движения частицы показывает, что при смещении частицы от точки равновесия в любую сторону появляются силы, которые возвращают ее в равновесное положение.

Итак, для осуществления наиболее эффективного ускорения частиц за счет серфотронного механизма, необходимо, чтобы в замагниченной плазме поперек магнитного поля двигалось возмущение потенциала, в котором амплитуда продольного (вдоль направления движения) электрического поля  $E_A$  имело бы величину, превосходящую величину магнитного поля  $B$  ( $E_A > B$ ). В этом случае частица может надолго захватиться волной и все время захвата будет набирать энергию под действием ускоряющего поля  $E_y = UB/c$  и, в принципе,

может получить сколь угодно большие энергии вследствие неограниченного по времени («вечного») ускорения частиц в волне.

Как показано в главе 1, продольное электрическое поле существует в таких движущихся возмущениях потенциала большой амплитуды, как НЛВ и МЗУВ и именно в них мы подробно рассмотрим, как осуществляется механизм серфотронного ускорения в слабозамагниченной плазме. Так как периодическая ленгмюровская волна содержит как положительный, так и отрицательный скачки потенциала, то она может ускорять как ионы, так и электроны. МЗУВ характеризуется положительным скачком потенциала, поэтому во фронте МЗУВ могут ускоряться только ионы.

Вначале мы изучим серфинг частиц в НЛВ, двигающейся поперек слабого магнитного поля. В качестве частиц, подвергающихся ускорению, мы рассмотрим электроны. В замагниченной плазме с концентрацией  $n_0$  и температурой частиц  $T \ll mc^2$  для продольной плазменной волны мы рассмотрим наиболее типичный для космической среды случай, когда  $w_{pe}^2 \gg w_{ce}^2$ . В этом случае можно исключить влияние магнитного поля на дисперсионные свойства плазмы и предположить, что магнитное поле не оказывает влияния на структуру НЛВ. Далее мы будем считать, что параметр  $g$  для рассматриваемых НЛВ не превосходит величины  $10^5$ , что позволяет нам, опираясь на результаты главы 1, использовать для частоты НЛВ большой амплитуды формулу  $w \approx w_{pe}$ .

### 5.1. Серфинг в нелинейной ленгмюровской волне

Частица при серфинге набирает энергию в электрическом поле, причем набранная энергия тем больше, чем больше амплитуда электрического поля волны, поэтому для осуществления идеи серфотронного ускорения частиц до больших энергий и за короткое время предложены различные практические реализации, в которых, как правило, рассматриваются мощные волны потенциала, бегущие поперек постоянного магнитного поля. Это – либо продольная плазменная волна, возбуждаемая лазером или электронным пучком [68; 89; 218; 227; 251; 252; 275; 276], либо перпендикулярная магнитозвуковая ударная волна с изомагнитным скачком [127], образующаяся при достаточно больших числах Маха, либо случай ускорения пучка электронов в вакууме электромагнитной волной (ТМ-мода) [307]. Последний случай хотя и имеет, как отмечено в

работе [307], преимущество перед обычным линейным ускорителем, однако здесь невозможно получить большие поля, так как величина электрического поля в волне, как и в линейном ускорителе, ограничена пробоями на стенках волновода ( $E_{пр} \approx 10^7$  В/м). В настоящее время, по-видимому, имеется единственная возможность для получения больших полей с целью практического осуществления идеи серфотронного ускорения электронов – это волна в плазме, в которой электрическое поле может достигать значений  $\sim 10^{10}$  В/м и более.

**Постановка задачи и исходные уравнения.** Проанализируем подробно процесс серфинга электронов в нелинейной легмюровской волне в рамках простой модели, геометрия которой описана выше. Рассмотрим бегущую строго поперек магнитного поля в отрицательном направлении оси  $Ox$  одномерную волну, электрическое поле которой имеет пилообразную форму (рис. 5.2). Электрическое поле выбрано пилообразным из следующих соображений. Во-первых, как следует из теории (гл. 1), поле релятивистской нелинейной легмюровской волны имеет пилообразную форму, во-вторых, очень похожее на пилу поле получается в численных расчетах, где рассматриваются кильватерные волны, возбуждаемые лазером или пучком [218; 356], в-третьих, как будет видно ниже, такой выбор упрощает процесс решения задачи, что позволяет получить в аналитическом виде решение уравнений движения электронов, захваченных в волне.

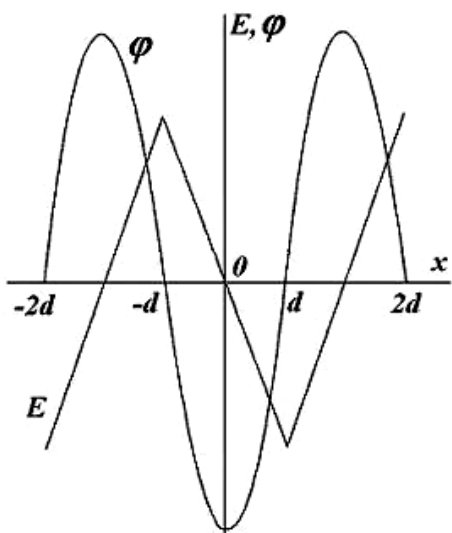


Рис. 5.2. Профиль потенциала и электрического поля в волне

Для рассматриваемой установившейся волны анализ движения частиц удобно вести в системе волны. Примем, что скорость движения волны в лабораторной системе отсчета  $U = w/k_0$  не превосходит скорости света. Таким образом, в наших предположениях, в системе отсчета волны компоненты полей  $E_y$  и  $B$  однородны в пространстве,  $x$ -компонента электрического поля и потенциал зависят только от  $x$  и в интересующем нас интервале  $-d < x < d$  эти зависимости имеют вид (рис. 5.2):  $E(x) = E_A x/d$ ,  $j(x) = j_A(1 - x^2/d^2)$ , где  $d = \pi/2k$ ,  $E_A$  и

$j_A = E_A d/2$  – амплитуды электрического поля и потенциала, соответственно. Согласно формулам перехода,  $k = k_0/g$ ,  $j_A = g j_0$ , где, соответственно,  $k_0$  и  $j_0$  – волновой вектор и амплитуда потенциала в ЛСО. Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  на дно потенциальной ямы волны, где  $x = 0$ ,  $E(0) = 0$ ,  $j(0) = j_A$ , впрыскивается небольшая группа электронов. Такая постановка задачи оправдана в случае инжекции электронного пучка со скоростью, близкой к скорости волны, в направлении ее движения и в определенной фазе (случай, близкий к описанному в работе [306]). Будем интересоваться только теми электронами, движение которых происходит на отрезке  $-d < x < d$ . Оправданность такого ограничения будет пояснена ниже. Рассмотрим поведение захваченных таким образом электронов в системе отсчета волны, которые в заданных электромагнитных полях и принятых предположениях будут двигаться в плоскости  $xOy$  в соответствии с уравнениями движения

$$dP_x(t)/dt = -eE_A x(t)/d + eV_y(t)B/c,$$

$$dP_y(t)/dt = eUB/c - eV_x(t)B/c,$$

где  $V_x$ ,  $P_x = g m V_x$ , и  $V_y$ ,  $P_y = g m V_y$ , соответственно  $x$ - и  $y$ -компоненты скорости и импульса,  $g(t) = 1/(1 - V_x^2/c^2 - V_y^2/c^2)^{1/2}$ . Считаем, без ограничения общности, что  $V_z = dz/dt = 0$ ,  $P_z = 0$ . Введем безразмерные переменные:  $t = w_{ce} t$ ,  $\mathbf{v} = V_x/c$ ,  $\mathbf{w} = V_y/c$ ,  $p_x = P_x/mc$ ,  $p_y = P_y/mc$ ,  $\chi = w_{ce} x/c$ ,  $\nu = w_{ce} y/c$ , где  $w_{ce} = eB/mc$  – нерелятивистская циклотронная частота электронов. В безразмерных переменных уравнения движения электрона примут вид:

$$dp_x(t)/dt = \mathbf{w}(t) - D^2 \chi(t), \quad (5.1)$$

$$dp_y(t)/dt = \beta - \mathbf{v}(t). \quad (5.2)$$

Здесь и далее используются следующие обозначения для безразмерных параметров:  $R = E/B$ ,  $D^2 = R^2/2\psi_A$ ,  $\psi_A = e j_A/mc^2$ . Потенциальную энергию электрона  $\psi(\chi)$  примем за нуль при  $\chi = 0$ :  $\psi(\chi) = -e[j(\chi) - j_A]/mc^2$ , следовательно,  $\psi(\chi) = D^2 \chi^2/2 = R \chi^2/2\chi_d$ , где  $\chi_d = 2\psi_A/R = R/D^2$  (напомним, что  $-\chi_d \leq \chi \leq \chi_d$ ). Уравнение (5.2) можно один раз проинтегрировать, что дает:

$$p_y(t) = p_{y0} + \beta t - \chi(t). \quad (5.3)$$

В соотношении (5.3) учтены принятые начальные условия:  $\chi(0) = \nu(0) = 0$ ,  $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}(0) = \mathbf{w}_0$ ,  $p_x(0) = p_{x0}$ ,  $p_y(0) = p_{y0}$ , из которых следует, что мы ограничиваемся рассмотрением поведения электронов, находящихся в начальный момент времени на дне ямы. С помощью уравнения (5.3) у-сос-

тавляющую безразмерной скорости и полную энергию электрона, соответственно, можно записать в виде:

$$\mathbf{w}(t) = p_y/[g_v(t)(1 + p_y^2)^{1/2}], \quad (5.4)$$

$$g(t) = g_v(t)(1 + p_y^2)^{1/2} \quad (5.5)$$

где  $g_v(t) = 1/(1 - \mathbf{v}^2)^{1/2}$ , а закон сохранения полной энергии при заданных начальных условиях выглядит следующим образом:

$$g(t) + \psi(\chi) - \beta v(t) = g_0, \quad (5.6)$$

где  $g_0 = 1/(1 - \mathbf{v}_0^2 - \mathbf{w}_0^2)^{1/2}$ .

Так как мы предполагаем, что ансамбль изначально захваченных электронов является нерелятивистским, то  $g_0 \approx 1$ . Полученные выше уравнения полностью описывают поведение захваченных электронов во все моменты времени. Решение уравнений движения будем искать по отдельности в двух предельных случаях: 1)  $\psi_A \ll 1$ , 2)  $\psi_A \gg 1$ .

**Волна с малой амплитудой потенциала ( $\psi_A \ll 1$ ).** В этом случае, полагая  $R \leq 1$ , для параметра  $D$  получим очень большое значение:  $D = R/(2\psi_A)^{1/2} \gg 1$ . Ширина ямы при этом мала:  $\chi_d = R/D^2 \ll 1$ . На нерелятивистской стадии ( $\beta t \leq 1$ ,  $g \approx 1$ ) уравнения движения имеют аналитические решения:

$$\chi(t) = [(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{d0})/\Omega] \sin \Omega t + \mathbf{w}_0(1 - \cos \Omega t)/\Omega^2 + \mathbf{v}_{d0}t, \quad (5.7)$$

$$\mathbf{v}(t) = (\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{d0}) \cos \Omega t + [\mathbf{w}_0/\Omega] \sin \Omega t + \mathbf{v}_{d0}, \quad (5.8)$$

$$\mathbf{w}(t) = \mathbf{w}_0 + \beta t - \chi(t), \quad (5.9)$$

$$v(t) = \mathbf{w}_0 t D^2/\Omega^2 + \beta t^2 D^2/(2\Omega^2) + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)/\Omega^2; \quad (5.10)$$

здесь  $\Omega = (1 + D^2)^{1/2} \approx D$ ,  $\mathbf{v}_{d0} = \beta/\Omega^2$ . С помощью уравнений (5.7)-(5.10) получим закон сохранения:

$$(D^2\chi - \mathbf{w})^2/\Omega^2 + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{d0})^2 = \mathbf{w}_0^2/\Omega^2 + (\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{d0})^2. \quad (5.11)$$

Из решений (5.7)-(5.10) следует, что для  $D \gg 1$  за время  $t \leq 1$  захваченный в яме электрон совершает большое количество колебаний, причем амплитуда колебаний остается постоянной. Абсолютное значение компоненты скорости  $\mathbf{v}$  не изменяется, компонента скорости  $\mathbf{w}$  со временем растет пропорционально  $\beta t$ . Движение частиц представляет собой дрейф вдоль оси  $Ox$  со скоростью  $\mathbf{v}_{d0}$  и непрерывное ускорение вдоль оси  $Oy$ , на которые накладываются осцилляции с частотой  $\Omega$ . В частности, обратим внимание на то, что электроны,

имеющие при  $\chi = 0$ ,  $t = 0$  значения компонент:  $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_{d0}$ ,  $\mathbf{w}_0 = 0$ , в дальнейшем движутся навстречу волне (по оси  $Ox$ ) строго с постоянной скоростью  $\mathbf{v}_{d0}$ , кстати, и все остальные частицы движутся тоже с этой же скоростью, но только в среднем (при усреднении по периоду осцилляций). Заметим также, что значение скорости дрейфа  $\mathbf{v}_{d0}$  можно получить из уравнения (5.1), приравнивая его правую часть к нулю. Как мы покажем ниже, условия длительного удержания в яме захваченных в начальный момент частиц сильно зависят от величины  $R$ : при  $R < 1$  все частицы через какое-то время уйдут из ямы, при  $R \geq 1$  удерживается очень малая часть, при  $R \gg 1$  удерживаются почти все частицы. Однако значение  $R$  не выгодно брать слишком большим, так как при этом для заданного значения  $E_0$  уменьшается ускоряющее поле. Действительно, при серфотронном ускорении частица набирает энергию в электрическом поле  $E_y = \beta g B_0 = \beta E/R$ , следовательно, при заданном поле  $E$  для получения больших значений  $E_y$ , очевидно, величина  $R$  должна быть близкой к единице, а скорость волны – близкой к скорости света. Условие  $\beta \rightarrow 1$  возможно, если частицы захватываются в волну в процессе ее создания, как, например, в случае возбуждения волны в плазме лазером или пучком. Однако, если частицы инжектируются в волну, как это осуществлено в [307], то приходится ограничиваться значениями  $g < 10$ ,  $\beta \approx 1$  (эти значения соответствуют энергии инжектированных электронов около 10 МэВ). Таким образом, мы берем значения  $R \geq 1$ , при которых какая-то доля частиц еще удерживается в области  $|\chi| < \chi_d$ , и, следовательно, не рассматриваем большие  $R$ , необходимые для удержания частиц вне этой области. Условия удержания частицы в пространственной области  $|\chi| < \chi_d$  можно определить с помощью уравнения (5.11). Электрон, совершающий более одного колебания в яме, дрейфует вправо (рис. 5.2) и все выходящие из рассматриваемой области частицы, становясь пролетными, движутся навстречу волне. Кстати, это означает, что все выходящие из захвата электроны отдают энергию волне. Обозначим координаты точек остановки осциллирующего электрона через  $\chi_{\pm}(t) = \pm\chi_0 + \rho(t)$ , где  $\rho(t)$  – смещение частицы вследствие дрейфа, а  $\chi_0$  – амплитуда колебаний частицы в яме в отсутствие магнитного поля – находится из соотношения  $\psi(\chi_0) = D^2\chi_0^2/2 = g_0 - g(\mathbf{v} = 0) \approx g_0 - 1 \approx \mathbf{v}_0^2/2$ ; таким образом  $\chi_0 = \mathbf{v}_0/D$ . Подставляя координаты точек остано-

вок в (5.11), и, полагая  $\chi^+(t^+) = \chi_d$ ,  $\beta t^+ \approx 1$ ,  $w_0 \ll 1$ , получим условие удержания электронов на нерелятивистской стадии в искомой области:

$$R = \frac{1}{1 - v_0 / \sqrt{2\psi_A}}. \quad (5.12)$$

Аналогично можно показать, что условие удержания частиц в яме, т. е. на отрезке  $-2d \leq x \leq 2d$ , имеет вид:  $R = 1 / [1 - v_0 / (2 \sqrt{2\psi_A})]$ . Отсюда следует, что частицы, первоначально захваченные в интервале  $|\chi| < \chi_d$ , будут удерживаться в яме при  $R \leq 3$ , а при оптимальных значениях параметра  $R$ , чуть больших единицы, и при начальном разбросе по скоростям  $\Delta v_0 \approx \sqrt{2\psi_A}$ , яму покинут почти все первоначально захваченные в ней электроны. Как показывают численные расчеты, для значений  $R$ , весьма близких к единице, в группе «вечно» ускоряемых электронов останутся только частицы с начальными компонентами скоростей  $w_0 \approx 0$ ,  $0 < v_0 < 2v_d$ .

Перейдем к отысканию решений уравнений (5.1)-(5.2) на релятивистской стадии ( $\beta t \gg 1$ ). Сначала найдем условия выхода частиц из ямы. С помощью (5.6) получим:

$$g^+ - g_- - \beta \int_{t_-}^{t^+} w dt = \psi_A (\chi_-^2 - \chi^+{}^2) / \chi_d^2,$$

где  $g_{\pm}^+ = g(t_{\pm}^+)$ , через  $t_{\pm}^+$  обозначены моменты достижения электроном точки остановки с координатами  $\chi_{\pm}^+(t)$ . Полагая здесь  $g \approx p_y = p_{y0} + \beta t - \chi$ ,  $w \approx 1$ , получим условие удержания точно в виде (5.12). Таким образом, условие выхода из ямы не меняется и, следовательно, из всего количества частиц, покинувших яму через бесконечное время, основная масса покинет яму на нерелятивистской стадии. Далее, учитывая, что на нерелятивистской стадии абсолютные величины компоненты скорости  $v$  не изменяются, т.е. остаются такими же, как и вначале, и предполагая, что  $v \ll 1$  при  $\beta t \gg 1$ , из уравнений (5.3)-(5.5) получим, полагая  $g_v \approx 1$ , следующие решения:

$$g(t) \approx \sqrt{1 + \beta^2 \tau^2}, \quad w(t) \approx \beta t / g(t), \quad p_y \approx \beta t, \quad v(t) \approx g(t). \quad (5.13)$$

Предполагая, что характер решений уравнений (5.1)-(5.2) на релятивистской стадии не изменяется, решение для оставшейся неизвестной величины  $\chi(t)$  будем искать из уравнения (5.1) в виде суммы двух слагаемых:  $\chi(t) = \chi_d(t) + \xi(t)$ , где  $\chi_d$  – координата точки равновесия сил по оси  $\chi$ , которая перемеща-



ется со скоростью дрейфа  $\mathbf{v}_d(t) = d\chi_d/dt$ ,  $\xi(t)$  – осциллирующая часть решения. Приравнивая нулю правую часть уравнения (5.1), получим выражение для изменения во времени координаты точки локального равновесия в нулевом приближении в виде  $\chi_d(t) = \beta t / [\Omega^2 g(t)]$ . Следовательно, скорость дрейфа  $\mathbf{v}_d(t) = \beta / [\Omega^2 g(t)^3]$ . Ограничиваясь этим приближением, получим решения для  $\chi_d(t)$  и  $\mathbf{v}_d(t)$  в виде:

$$\chi_d(t) = \mathbf{v}_{d0} t / g(t), \quad \mathbf{v}_d(t) = \mathbf{v}_{d0} / g(t)^3.$$

Уравнение для осциллирующей части

$$t d^2 \xi / dt^2 + d\xi / dt + D^2 / \beta = 0$$

имеет решение  $\xi(t) = J_0(z)$ , где  $z = 2D(t/\beta)^{1/2}$ ,  $J_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Таким образом, общие решения для  $\chi(t)$  и  $\mathbf{v}(t)$  получим в виде:

$$\chi(t) \approx \mathbf{v}_{d0} t / g + \mathbf{v}_0 [\beta^{1/4} / (\pi^{1/2} D^{1/2} t^{1/4})] \text{Sin } z, \quad (5.14)$$

$$\mathbf{v}(t) \approx \mathbf{v}_{d0} t / g^3 + \mathbf{v}_0 [D^{1/2} / (\pi^{1/2} \beta^{1/4} t^{3/4})] \text{Cos } z. \quad (5.15)$$

Здесь выражения для  $\chi(t)$ ,  $\mathbf{v}(t)$  записаны с использованием представления функции Бесселя при больших аргументах. Итак, соотношения (5.7)-(5.15) представляют собой полный набор решений, описывающих поведение электрона в серфотроне при  $\psi_A \ll 1$ . Из анализа полученных результатов следует важный и простой вывод: на всех стадиях частица, непрерывно ускоряясь по оси  $Oy$ , вдоль оси  $Ox$  стремится двигаться в окрестности точки, в которой равна нулю сумма  $x$ -компонент всех сил (т.е. правая часть уравнения (5.1)). По-видимому, этот вывод является достаточно общим для серфотронного механизма ускорения частиц. Как следствие этого замечательного факта в численных расчетах обнаружен особый режим ускорения электрона, находящегося с самого начала в равновесном состоянии. Такой электрон, имея начальные компоненты скоростей  $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_{d0}$ ,  $\mathbf{w}_0 = 0$ , движется на нерелятивистской стадии по оси  $Ox$  строго со скоростью  $\mathbf{v}_{d0}$ . При некотором заданном значении параметра  $R \approx 1$  электрон, имеющий начальную скорость  $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_{d0}$ , удерживается в яме дольше, чем электрон, имеющий начальную скорость  $\mathbf{v}_0 = 0$ . Отсюда можно сделать вывод о том, что более оптимально инжектировать в волну частицы со скоростью, меньшей скорости волны на величину  $\mathbf{v}_{d0}$ . Как следует из полученных решений, при  $t \rightarrow \infty$  растет период колебаний электрона  $\sim t^{1/2}$  и уменьшаются, стремясь к нулю, как скорость дрейфа  $\sim t^{-3}$ , так и амплитуда колебаний  $\sim t^{-1/4}$ .

Эти факты являются яркой демонстрацией отмеченного в работе [175] явления фазовой фокусировки или фазовой устойчивости при серфотронном ускорении частиц.

**Волна большой амплитуды** ( $\psi_A \gg 1$ ). В этом предельном случае для оптимальных значений  $R \geq 1$  безразмерные параметры имеют величины:  $D \ll 1$ ,  $\Omega \approx 1$ ,  $v_{d0} \approx 1$  и становится очень большой ширина ямы:  $\chi_d \gg 1$ . Это означает, что на начальном этапе движения, в правой части уравнения (5.1) второй член пренебрежимо мал. По физике дела движение электрона здесь начинается фактически в постоянных и однородных полях  $B$  и  $E_y = \beta B$ . Полагая  $\beta \approx 1$ ,  $D^2\chi \approx 0$ ,  $p_{x0} \ll 1$ ,  $p_{y0} \ll 1$ ,  $g_0 \approx 1$ , решения уравнений (5.1)-(5.2) можно записать как функции переменной  $p_y = p_y(t)$ , определяемой из уравнения  $p_y + p_y^3/6 = t$ :

$$p_x(t) = \xi(t) = p_y^2/2, \quad g(t) = 1 + p_y^2/2, \quad w(t) = 2p_y/(2 + p_y^2), \\ v(t) = p_y^2/(2 + p_y^2), \quad \chi(t) = p_y^3/6.$$

На нерелятивистской стадии  $p_y(t) \approx t < 1$  эти решения имеют простой вид:

$$p_x(t) = v(t) = \xi(t) = t^2/2, \quad w(t) = t, \quad g(t) = 1 + t^2/2, \quad \chi(t) = t^3/6. \quad (5.16)$$

На релятивистской стадии  $p_y = (6t)^{1/3} > 1$  и решения становятся такими:

$$p_x(t) = g(t) = \xi(t) = (6t)^{2/3}/2, \quad \chi(t) = t, \quad (5.17)$$

$$w(t) = 2(6t)^{-1/3}, \quad v(t) = (6t)^{2/3}/[2 + (6t)^{2/3}]. \quad (5.18)$$

Из приведенных решений следует, что к моменту времени  $t \approx 2$ , при котором  $p_y = \sqrt{2}$ , компонента скорости  $w$  достигнет максимального значения  $w = 1/\sqrt{2}$ , при этом  $v = 1/2$ . В дальнейшем  $v \rightarrow 1$ , а компонента  $w$  уменьшается со временем по закону  $w \sim t^{-1/3}$ . Решения (5.17)-(5.18) справедливы при  $1 \ll t < t_q$ , где  $t_q$  – момент времени, определяемый из условия  $w(t_q) = D^2\chi(t_q)$ ;  $t_q JD^{-3/2} \gg 1$ . К этому моменту времени частица уйдет на расстояние  $\chi \approx t_q \approx D^{-3/2} \ll \chi_q = D^{-2}$  и для нее достигается условие равновесия сил по оси  $Ox$ . В дальнейшем, как уже отмечалось, по закону серфотронного ускорения движение частицы вдоль оси  $Ox$  проходит так, чтобы условие равновесия сохранялось. Таким образом, при  $t > t_q$  включаются решения (5.13)-(5.15), в которых  $W \approx 1$ ,  $\beta \approx 1$ , и, следовательно, компонента скорости  $v$  начинает падать, а компонента  $w$  растет. В какой-то момент времени частица, имея компоненты скоростей  $w \approx 1$ ,  $v \ll 1$ , достигнет точки  $\chi_q$  и в окрестности этой точки начнет

осциллировать. Следовательно, характер движения по оси  $Ox$  и при  $\psi_A \gg 1$  не меняется: сначала частица со скоростью дрейфа (на интервале времени  $1 < t < t_q$  скорость  $v_{d0} = \beta/\Omega^2 \approx 1$ ) движется к асимптотической точке равновесия  $\chi_q = 1/D^2$ , а затем начинает осциллировать около этой точки с затухающей во времени амплитудой. Попытаемся найти условия удержания частиц при  $\psi_A \gg 1$ . Вообще говоря, зная из полученных решений практически все о характере движения частиц, условие удержания их в яме в грубом приближении можно найти из следующих качественных рассуждений. Как следует из расчетов, частицы покидают яму на начальной стадии движения, где амплитуда их колебаний  $\chi_0 \approx v_0/D$  остается практически постоянной. При этом координата  $\chi = \chi_D$ , около которой происходят осцилляции частиц, смещается со скоростью дрейфа к асимптотической точке равновесия ( $\chi \rightarrow 1/D^2$ ). Полагая, что захваченная частица в какой-то момент времени достигнет окрестности точки  $\chi_q = 1/D^2$  и будет около нее осциллировать с амплитудой  $\chi_0 = v_0/D$ , получим для интервала  $-\chi_D < \chi < \chi_D$  условие ее удержания в виде  $\chi_0 \leq \chi_D - 1/D^2 = (R - 1)/D^2$ . Отсюда получим оценку на величину параметра  $R$ :  $R \geq 1/(1 - v_0/\sqrt{2\psi_A})$ , совпадающую с (5.12). Таким образом, формулу (5.12) можно использовать как для  $\psi_A \ll 1$ , так и в случае  $\psi_A \gg 1$ . Положим, что величины начальной скорости частицы ограничены тепловой скоростью, которая во всех практических случаях много меньше скорости света, следовательно,  $v_0/\sqrt{2\psi_A} \ll 1$  при  $\psi_A \gg 1$ . В этих условиях, согласно (5.12), практически все изначально захваченные частицы попадут в группу «вечно» ускоряемых для значений параметра  $R$  незначительно больших единицы. Этот вывод подтверждается численными расчетами. Отметим, что в рассмотренных нами предельных случаях  $\psi_A \ll 1$  и  $\psi_A \gg 1$  зависимости всех величин от времени, полученные в численных расчетах и аналитически, находятся в хорошем согласии.

**Серфинг в мощной плазменной волне.** Мы рассмотрели задачу об ускорении в бегущей волне электронов, специальным образом инжектированных на дно потенциальной ямы волны. Обсудим в той же постановке, как и выше (рис. 5.2), интересный с точки зрения практических приложений случай серфотронного ускорения электронов мощной продольной плазменной волной, бегущей поперек постоянного однородного магнитного поля. Максимальная теоре-

тически возможная амплитуда электрического поля плазменной волны  $E_{m0} \sim n_0 e / k_0 \sim m U w_{pe} / e$ . В СОВ амплитуда потенциала в плазменной волне должна быть меньше кинетической энергии частиц, движущихся со скоростью волны, так как в противном случае все частицы окажутся захваченными волной и она быстро затухнет (затухание Ландау). Это требование налагает определенное ограничение на амплитуду волны:  $\varphi_A \leq (g - 1) m c^2 / e$ . Приведенное неравенство, с другой стороны, можно считать условием, которое связывает между собой амплитуду потенциала и скорость волны, или амплитуду и волновой вектор. Далее, так как  $\varphi_A \sim E_0 g / k_0$ , то можно написать условие, ограничивающее амплитуду электрического поля в волне:  $E_0 < m c^2 w_{pe} (g - 1) / (e g U)$ . Считая, что амплитуда электрического поля составляет только часть  $\varepsilon$  от теоретически возможной:  $E_0 = \varepsilon E_{m0}$ , получим ограничение на  $\varepsilon$ :  $\varepsilon < g / (g + 1) < 1$ . Таким образом, для продольной волны в плазме с заданной концентрацией амплитуда электрического поля зависит от скорости волны:  $E_0 = \varepsilon m U w_{pe} / e$  и максимальна при  $U \rightarrow c$  (при этом  $\varepsilon \leq 1$ ). Для плазменной волны предельные случаи по параметру  $\psi_A$  приобретают конкретное содержание. Так, условие  $\psi_A \ll 1$  можно записать в виде  $\psi_A < g - 1 \ll 1$ , откуда следует, что этот случай характерен для нерелятивистской волны:  $\beta \ll 1$ ,  $\gamma \geq 1$ ,  $\varepsilon \leq 1/2$ . Если в волне  $\psi_A \gg 1$ , то это означает, что скорость волны может быть близка к скорости света, следовательно,  $\beta \approx 1$ ,  $g \gg 1$ ,  $\varepsilon \leq 1$ . Так как ускоряющее частицы поле в серфотроне  $E_y = \beta E_0 / R \sim \beta^2 w_{pe} / R$ , то при заданной величине  $n_0$  и  $R \leq 2$ , в релятивистской волне ( $\beta \approx 1$ ) темп серфотронного ускорения частиц существенно выше, чем для нерелятивистской волны ( $\beta \ll 1$ ). Таким образом, случай  $\beta \approx 1$  наиболее интересен для практической реализации, поэтому рассмотрим его подробнее, полагая  $\psi_A \gg 1$ .

Предположим, что в системе отсчета волны среднее значение компоненты скорости  $\mathbf{v}$  захваченных частиц в точке с потенциалом  $\varphi = 0$  равно нулю, а разброс по скоростям  $\Delta \mathbf{v} \sim v_T = \sqrt{\theta}$ , где  $\theta = T_e / m c^2 \ll 1$ . Таким образом, считаем, что в плазменной волне частица начинает движение в точке, где потенциал равен нулю, а величина электрического поля максимальна (точка  $x = d$  на рис. 5.2). Так как  $R > 1$ , то все электроны с начальными компонентами скоростей  $|v_0| < v_T \ll 1$ ,  $|w_0| < v_T \ll 1$  под действием максимальной силы электрического поля будут сваливаться в яму, закономерности движения частиц в которой мы

уже знаем. Найдем характер движения электрона в этом случае, полагая  $\mathbf{v}_0 \ll 1$ ,  $\mathbf{w}_0 \ll 1$ ,  $\chi(0) = \chi_D$ . Для предельных значений  $\psi_A \gg 1$  на нерелятивистской стадии, подставляя в (5.1)-(5.3)  $\chi(t) = \chi_D - \xi(t)$ , и, полагая  $w \approx 1$ ,  $\chi_D = R/D^2$ ,  $\mathbf{x}(0) = 0$ , получим  $\mathbf{w}(t) = t + \xi(t)$  и уравнение для  $\xi(t)$ :  $d^2\xi/dt^2 = R - t - \xi$ . Это уравнение легко решается:  $\xi(t) = R[1 - \text{Cos}(t)] - t + \text{Sin}(t)$ . Полагая  $\xi \approx Rt^2/2$  при  $t < 1$ , окончательно получим решения в виде:  $\chi(t) \approx R/D^2 - Rt^2/2$ ,  $\mathbf{v}(t) \approx -Rt$ ,  $\mathbf{w}(t) \approx t + Rt^2/2$ , из которых следует, что за время  $t < 1$  для  $R \geq 1$  величина компоненты скорости  $\mathbf{w}$  станет близкой к 1 и частица приблизится вплотную к асимптотической точке равновесия  $\chi \approx 1/D^2$ . Дальше ее движение будет проходить в окрестности этой точки в соответствии с уравнениями (5.13)-(5.15). Для плазменной волны с амплитудой  $\psi_A \ll 1$  захваченный электрон, сваливаясь в яму от точки  $x = d$ , за время  $t \sim w^{-1} \ll 1$  достигнет дна ямы. В дальнейшем задача о движении электрона здесь сведется к рассмотренной нами с тем отличием, что начальные значения компонент скорости  $\mathbf{v}_0$  на дне ямы будут больше величины  $\sqrt{2\psi_A}$ . Как мы знаем, при этих условиях для удержания в яме заметной части изначально захваченных электронов параметр  $R \geq 3$ , а движение частиц будет описываться уравнениями (5.7)-(5.15).

Итак, нам удалось найти аналитические решения для поставленной задачи, из которых следует, что захваченные в нелинейную волну электроны, непрерывно ускоряясь вдоль фронта волны, осциллируют вдоль оси  $Ox$  около некоторой координаты и смещаются (дрейфуют) навстречу движения волны к точке, где величина электрического поля сравнивается с величиной магнитного поля (в системе отсчета волны). В дальнейшем, в процессе ускорения электронов в серфотроне амплитуда их осцилляций уменьшается, а сама ускоряемая частица фактически движется вместе с волной. Таким образом, из полученных решений в явном виде следует фазовая устойчивость или фазовая фокусировка при серфотронном ускорении электронов. Условия захвата электронов в волну определяются отношением амплитуды электрического поля волны к величине магнитного поля. Очевидно, что полученные закономерности серфинга ионов будут абсолютно теми же, что и в случае ускорения электронов.

## 5.2. Серфотронное ускорение частиц в магнитозвуковых ударных волнах. Теория

Повышенный интерес к МЗУВ, распространяющимся в космической плазме связан с тем, что в них происходит эффективный нагрев плазмы, а во фронте осуществляется формирование потоков частиц больших энергий – космических лучей. В реальной МЗУВ структура ударного фронта достаточно сложна, как это следует из анализа свойств МЗУВ (раздел 1.3) и результатов экспериментальных исследований (глава 3). Большую роль в формировании макроскопической структуры фронта играют отраженные частицы, за счет которых образуется так называемое «подножие». Наличие в окрестности УВ энергичных частиц (пучков), а также токов, протекающих во фронте, приводит к тому, что функция распределения частиц в плазме ударного фронта становится неравновесной, развиваются различного типа плазменные неустойчивости, приводящие к появлению в окрестности фронта высокого уровня турбулентных плазменных пульсаций. В этом случае УВ определяют как турбулентную [98; 235], структура которой существенно сложнее, чем в ламинарном случае.

В солнечно-земной физике эффекты, вызываемые МЗУВ, наиболее часто обсуждаются при рассмотрении плазменных процессов в солнечной хромосфере, короне и корональных петлях, в солнечном ветре, околоземной плазме и т.д. В работе [258] предпринята одна из первых попыток исследования серфинга для ускорения протонов в МЗУВ, возбуждаемых в процессе развития солнечных вспышек. Затем эти идеи развивались в работах [309; 311-315] и др.

**Околоземная ударная волна.** В гелиосфере наиболее изученным объектом является МЗУВ, образующаяся при обтекании солнечным ветром магнитосферы Земли – околоземная ударная волна. До начала спутниковых измерений параметров околоземной ударной волны значительный прогресс в понимании свойств МЗУВ был достигнут при исследовании МЗУВ в лабораторной плазме (см. главу 3). Важно отметить, что в лабораторных экспериментах, вследствие ограниченности размеров экспериментальных установок, время наблюдения ограничено величиной  $t \leq 1/w_{ci}$ , где ионная циклотронная частота  $w_{ci} = eB_0/(Mc)$  ( $B_0$  – магнитное поле перед МЗУВ). Как оказалось, за это время успевает сформироваться квазистационарный ударный

фронт, который включает в себя «подножие» (область плавного нарастания) и основной скачок параметров (фронт – ramp), внутри которых возможно нарушение квазинейтральности, приводящее к образованию изомагнитных скачков электростатического потенциала в ударном фронте. Амплитуда и ширина основного скачка определяется аномальной резистивной диссипацией в результате развития во фронте МЗУВ токовой ионно-звуковой турбулентности. Формирование подножия и изомагнитных скачков потенциала рассматривается как эволюционное динамическое явление, обусловленное наличием отраженных от фронта УВ ионов. Отражение части налетающего потока ионов сопровождается распространением в плазме как докритических ( $M_A \lesssim 3$ ), так и сверхкритических ( $M_A > 3$ ) УВ. В результате анализа экспериментов было установлено, что полная структура МЗУВ выглядит как последовательность следующих областей: 1) движущийся поперек магнитного поля со скоростью  $V \ll V_{Te}$  ( $V_{Te}$  – тепловая скорость электронов) поток электронов с укручающимся фронтом потенциала, 2) диффузионное магнитное подножие, определяемое отраженными ионами и содержащее первый квазистационарный изомагнитный скачок, 3) ramp магнитного поля с основным изомагнитным скачком и 4) область релаксации потока плазмы за фронтом МЗУВ. Ширина основного скачка потенциала  $\Delta_\varphi < \Delta_M$ , причем внутри этого скачка формируется изомагнитный скачок потенциала шириной порядка нескольких электронных дебаевских длин  $\lambda_D$  [98; 168]. В работе [17] описан эксперимент, в котором на размере  $\Delta_M$  было зарегистрировано два изомагнитных скачка потенциала, движущихся с разными скоростями, причем первый из них (в области подножия) был не стационарен по амплитуде.

**Структура потенциала и электрического поля.** При расчете ускорения частиц во фронте ударной волны важным параметром является ширина  $\Delta_\varphi$  фронта скачка электростатического потенциала. Прямые лабораторные измерения в калэмском Z-пинче [326],  $\theta$ -пинчах «УН-4» [97] и «УН-Феникс» [18] показывают, что для установившейся волны  $\Delta_\varphi \approx 5c/w_{pe}$ . При формировании МЗУВ и ее перестройке возможно укручение фронтов потенциала до значений  $\Delta_\varphi < 5c/w_{pe}$ . Ионы в скачке потенциала незамагничены. Ширина фронта потенциала меньше ларморовского радиуса как для ионов налетающего потока, так и отраженных ионов  $\Delta_\varphi \ll r_i \sim U/w_{ci}$ .

Для межпланетных и околоземных ударных волн оценки ширины фронта по изменению энергии ионов налетающего потока показывают, что  $\Delta_\phi < \Delta_M$  [106; 242; 342] ( $\Delta_M$  – ширина скачка магнитного поля). Типичные значения  $\Delta_M$ , полученные при обработке данных с пары спутников ISEE, составляют  $\Delta_M \gg (30, 170)c/w_{pe}$  [301; 331; 334]. Налетающие и отраженные ионы в скачке потенциала околоземной ударной волны также можно считать незамагниченными.

Для сильной МЗУВ резкому изменению подвергается также структура потенциального скачка во фронте. Если для  $M_A < 3$  профили потенциала и магнитного поля примерно подобны, то при  $M_A > 3$  скачок потенциала становится резким и локализуется в области амплитудного значения магнитного поля. В пределах скачка потенциала магнитное поле оказывается практически постоянным – по этой причине скачок называют изомагнитным [98; 100; 235; 326].

Характерный пространственный масштаб изомагнитного скачка (ИС) потенциала порядка дебаевского радиуса  $l_D = V_{Te}/w_{pe}$ . Если учесть, что для типичных параметров космической плазмы соблюдается, как правило, неравенство  $V_{Te} \ll c$ , то оказывается, что пространственный размер потенциального скачка в ИС существенно меньше, чем в магнитозвуковом солитоне (напомним, что для солитона  $\Delta_\phi \gg c/w_{pe}$ ).

Что касается амплитуды потенциала в МЗУВ, то в теоретических оценках обычно считается, что  $ej_A \gg K_0$  [165; 258; 309; 310; 315], а измерения в лабораторной и околоземной плазме [17; 98; 106; 168; 242; 308; 326] дают значения  $ej_A \gg (0,1, 0,8)K_0$ .

Скачок электростатического потенциала в МЗУВ есть следствие большой разницы между электронной и ионной инерцией и избирательного торможения ионов и электронов падающего потока плазмы в турбулентной зоне ударно-волнового перехода. Для величины скачка электростатического потенциала  $j_m$  во фронте околоземной МЗУВ по результатам усреднения данных 129 пересечений УВ при энергии  $MU^2/2$  налетающего потока от 100 эВ до 10 кэВ было получено эмпирическое соотношение  $\psi = 2ej_m/(MU^2) \approx 0,12$  [243]. Часть скачка потенциала ( $\approx 40\%$ ) может приходиться на подножие, остальной рост потенциала происходит в скачке  $\Delta_M$  магнитного поля [168; 304; 341]. Величина скачка потенциала в докритической МЗУВ сравнима с энергией набегающего потока плазмы СВ



( $\psi \approx 1$ ), а в сверхкритических МЗУВ составляла только некоторую часть от нее ( $y \gg 0,39$  при  $D_M/D_j \approx 8$  [168]).

При измерении макроскопического электрического поля на спутниках Cluster II при  $M_A$  в диапазоне  $2,3 \div 3,9$  и малом отношении теплового давления к магнитному  $b_T = (0,01 \div 0,11)$  наблюдались УВ в «квазиэлектростатическом режиме со скачками потенциала внутри магнитного профиля» [207], которые составляли по величине от  $0,21$  до  $0,7$ ;  $\Delta\phi \approx 6,9 \frac{c}{W_{pe}}$ . По результатам энергетического баланса при измерениях функции распределения протонов на КА Прогноз-7 и Прогноз-8 величина скачка потенциала составила от примерно 70 до 5% от энергии направленного движения протонов в солнечном ветре и падала с ростом  $M_A$  [106].

Интересно отметить недавние измерения в переходной области сверхкритической квазиперпендикулярной околоземной МЗУВ при проведении WAVES-эксперимента на спутнике Wind в низкочастотном диапазоне длин волн, когда были обнаружены биполярные уединенные структуры электрического поля (ЭУС) – скачки электростатического потенциала размером  $(2 \div 7)I_D$  [205]. Временной масштаб структур порядка 10 мс, что сравнимо с  $10t_{ce}$ , где  $t_{ce}$  – электронный циклотронный период по максимальному полю внутри ramp. Величина поперечного электрического поля превышала 100 мВ/м, что на длине  $(2 \div 7)I_D$  дает скачок потенциала в несколько вольт, который не превышает единиц процентов от полного расчетного скачка потенциала во фронте МЗУВ. Анализ 33 пересечений позволил определить положение электростатического скачка относительно фронта волны: наиболее вероятное место – область основного скачка магнитного поля; большое количество всплесков наблюдается и в области роста магнитного поля за основным скачком [206].

Подобные структуры («уединенные волны») были зарегистрированы и в области перед фронтом квазипараллельной МЗУВ [213]. Импульсы двигались параллельно магнитному полю со скоростями  $V = (400 \div 1200)$  км/с. Преимущественно уединенные волны амплитудой  $\phi_m \leq 3$  В находились внутри кратковременных магнитных структур большой амплитуды (SLAMS). На космическом аппарате Cassini уединенные структуры электрического поля наблюдались

в области резкого изменения магнитного поля в магнитосфере Сатурна [370].

**Функция распределения ионов по энергии.** В foreshock-области околоземной УВ в диапазоне энергий до 40 кэВ и выше наблюдаются [324] всплески интенсивности протонов, которые имеют два типа существенно различных функций распределения: «отраженные» и «диффузные». Первые из них имеют вид пучков со скоростями до  $5U$  (пик интенсивности в окрестности 4-5 кэВ), поперечная относительно магнитного поля температура ионов пучка превышает продольную ( $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx 2, 3$ );  $30^{\circ} \leq \theta_{Bn} \leq 75^{\circ}$ . Диффузные ионы, движущиеся вдоль магнитного поля со скоростями, меньшими скорости СВ, имеют пик интенсивности также при 4-5 кэВ. Ионы более высоких энергий (свыше 40 кэВ) образуют почти изотропное, быстро спадающее со стороны низких энергий, размытое кольцо вокруг ядра с небольшой температурной анизотропией;  $\theta_{Bn} < 30^{\circ}$ . Наблюдаются также и «промежуточные» ионные распределения. Количество ионов всех типов составляет около 1% от концентрации протонов в солнечном ветре. Энергия пучков, по мнению авторов работы [324], определяется их ускорением при движении вдоль межпланетного электрического поля в процессе отражения от фронта МЗУВ.

Двухпучковые спектры протонов в названном диапазоне энергий, которые двигались вдоль магнитного поля, наблюдались на паре спутников Cluster [294]. Низкоэнергетичный пик частиц был определен как пучок отраженных протонов. Высокоэнергетичный максимум отнесен к высокоэнергетичной части потока гировращающихся ионов, имеющих большие гирорадиусы. Регистрировался он при наличии сверхнизкочастотных флуктуаций магнитного поля.

Динамика двухпучковых спектров протонов, движущихся вдоль магнитного поля, при пересечении МЗУВ при  $M_A \approx 2,9$ ,  $b \approx 0,02$ ,  $\theta_{Bn} \approx 53^{\circ}$  была прослежена на КА Geotail. Наиболее энергичные частицы ( $E \approx 10$  кэВ) наблюдались перед фронтом волны, наименьшие – за фронтом. Генерация энергичных протонов происходила при «многократном взаимодействии с МЗУВ» [317]. Количество быстрых частиц быстро спадает при  $\theta_{Bn} \approx 60^{\circ}$ . Расстояние, проходимое пучками протонов до регистрации, возрастало с увеличением  $\theta_{Bn}$  и составило  $d \approx (1,5, 8)R_E$ .

Перед фронтом квазипараллельной МЗУВ с КА Geotail наблюдались

всплески (длительность около 10 минут) протонов с энергией ( $77 \div 107$ ) кэВ и тяжелых ионов, имеющих энергии от 9 до 210 кэВ/заряд [270]. Чаще они регистрировались в периоды повышенной геомагнитной активности. Более высокие энергии: ( $0,2 \div 1$ ) МэВ имели ионы, приходящие непосредственно от ударной волны и зарегистрированные на борту КА Interball-Tail, который находился на расстоянии  $5,8R_E$  вдоль линий магнитного поля от УВ ( $\theta_{Bn} \gg 22^\circ$ ) [222]. Источником ионов, по мнению авторов, в режим Ферми-ускорения, происходящего при взаимодействии с МЗУВ, является солнечный ветер.

За период 1994–1999 годы в плоскости эклиптики на расстояниях  $\pm 80R_E$  по  $Y_{GSE}$ ,  $\pm 20R_E$  по  $Z_{GSE}$  и внутри  $\sim 100R_E$  по  $X_{GSE}$  (ось  $Ox$  – на Солнце) было зарегистрировано на КА Wind 1225 событий, в которых наблюдались частицы с энергиями  $\geq 30$  кэВ. Ионы с энергиями выше 150 кэВ/заряд на расстояниях от ударной волны менее  $\sim 10R_E$  регистрируются редко, спектр протонов внутри этой зоны экспоненциальный, а интенсивности частиц высоких энергий падают с ростом расстояния от волны. На начальной фазе всплесков энергичных частиц проявляется обратная дисперсия по скоростям, указывая на то, что регистрация осуществляется рядом с местом ускорения [230]. На расстояниях  $\geq 30R_E$  дисперсия по скоростям или отсутствует, или прямая; спектр степенной; пучки ориентированы вдоль магнитного поля (анизотропия 100 : 1). Частота событий растет с увеличением  $U$  и индекса геомагнитной активности  $K_p$ ; длительность – от 10 минут до 3 часов. Массовый состав ионов соответствует составу СВ. Высокоэнергичные события сопровождаются потоками электронов с энергиями до 35 кэВ.

***Колебания и волны в окрестности ударного фронта.*** Область МЗУВ характеризуется высоким уровнем плазменной волновой турбулентности. Условно волны можно разделить на колебания электрического поля и магнитогидродинамические колебания.

Колебания электрического поля регистрируются в диапазоне от единиц Гц до 100 кГц с максимумом спектра вблизи 1 кГц и спадают как  $f^{-2}$  [293]. Уровень колебаний возрастает на порядки при пересечении фронта МЗУВ. Верхние частоты соответствуют электронным плазменным колебаниям, шум в

диапазоне (200 ÷ 800) Гц – ионно-звуковым волнам, эмиссия на частотах (10 ÷ 50) Гц – вистлерам.

Применительно к нашей работе более интересны электромагнитные магнитогидродинамические колебания в foreshock – области, которые сопровождают появление энергичных ионов и могут эффективно взаимодействовать с ними. Спектр таких колебаний магнитного поля простирается от ~ 0,01 Гц до ~ 10 кГц и спадает как  $f^{-4}$ ; амплитуда колебаний – до  $5 \cdot 10^{-5}$  Гс [293]. Эти правосторонне циркулярно поляризованные волны распространяются почти поперек магнитного поля ( $k_{\parallel} \ll \omega/V_{Te} \ll k_{\perp}$ ); с ростом  $b$  частота наиболее быстро нарастающей моды уменьшается [84]. Колебания коррелируют с флуктуациями плотности, переносятся солнечным ветром, изменяя в диапазоне  $\pm 15$  км/с его скорость, указывая тем самым на то, что они являются колебаниями магнитозвукового типа (БМЗ волна) [84; 362]. Данный тип колебаний регистрируется одновременно с диффузными ионами и не наблюдается в присутствии «отраженной» компоненты (заметим, что альфвеновские волны левосторонне циркулярно поляризованные). БМЗ-колебания, как полагают, раскачиваются в результате развития электромагнитной ионно-пучковой неустойчивости и при скоростях пучка много больших альфвеновской скорости имеют максимальный инкремент – порядка  $\omega_{Ci}$ . Для типичных значений плазменных параметров в foreshock-области для достижения большой амплитуды БМЗ-колебаний необходимо расстояние порядка  $10R_E$ . Новые данные [376] о колебаниях и волнах в foreshock-области позволили вычислить коэффициент корреляции между колебаниями магнитного поля и потока ионов, который оказался равным  $0,6 \div 0,9$ , причем коэффициент корреляции был тем больше, чем больше была амплитуда колебаний. Доминирующим эффектом взаимодействия ионов с колебаниями является рассеяние по углам.

Когда магнитное поле совпадает по направлению с потоковой скоростью СВ, наблюдаются укрупняющиеся волновые пакеты (shocklets), движущиеся в сторону МЗУВ, взаимодействующие с ней и, возможно, являющиеся причиной пульсаций параметров ударной волны [332].

**Сводка основных свойств МЗУВ.** Из анализа представленных выше измерений параметров МЗУВ можно сделать следующие выводы:

1. Фронты лабораторных, солнечных и межпланетных МЗУВ квазистационарны. Околоземная МЗУВ, как правило, нестационарна. Это связано в основном с нестационарностью параметров натекающего на Землю СВ. Реагируя на изменение скорости и плотности СВ, смещается положение ударного фронта относительно Земли. По разным причинам меняются характеристики самого ударного фронта (изменение наклона ММП, наличие во фронте турбулентности, которая не является стационарной и т.п.). Минимальное время изменения макроскопических параметров ударного фронта - порядка ионного ларморовского периода.

2. Ширина фронта околоземной МЗУВ во всех случаях существенно меньше характерных макроскопических размеров ударной волны, которые сравнимы с размерами магнитосферы. Вследствие этого, отдельные, достаточно протяженные участки ударного фронта (порядка размера магнитосферы), можно рассматривать как плоские.

3. В межпланетных и солнечных МЗУВ вектор скорости налетающего на фронт потока плазмы СВ перпендикулярен к плоскости фронта. В околоземной МЗУВ это не так, что связано со спецификой образования ударных волн при обтекании тел сверхзвуковым потоком.

4. Важно отметить, что в ударном фронте МЗУВ, кроме скачков магнитного поля, скорости и плотности всегда имеется скачок потенциала. Это означает, что во фронте заряженные частицы движутся в электрическом и магнитном полях, причем влияние электрического поля на динамику частиц во фронте существенно. Скачки потенциала во фронте достаточно часто наблюдаются на масштабах, сравнимых с инерционной длиной и дебаевским радиусом. Как правило, на размере таких скачков величина магнитного поля во фронте постоянна, поэтому скачок потенциала можно считать изомагнитным.

5. Структура околоземной МЗУВ практически одинакова для углов  $\theta_{Bn} = 90^\circ \pm 45^\circ$ . Особенностью косых волн являются уходящие вперед вистлеровские моды (вращающееся магнитное поле).

6. Однократно отраженные во фронте УВ ионы наблюдаются как для сверх-, так и докритических МЗУВ. Индикатором таких частиц в подножии

волны является «пьедестал» в виде ионно-звукового шума (100 Гц – несколько кГц).

7. Универсальное свойство МЗУВ – ионы перед фронтом с энергиями, много большими энергии однократно отраженных ионов: «отраженные», промежуточные и диффузные. Диффузные ионы в foreshock-области регистрируются одновременно с ультранизкочастотными колебаниями (частоты не более нижегибридной частоты).

8. В области ударно-волнового перехода (foreshock – подножие – ramp – overshoot – undershoot) в результате различных механизмов ион-электронного и ион-ионного взаимодействия возбуждаются колебания от электронных плазменных до ультранизкочастотных.

### ***Расчет траекторий и энергии ионов при серфинге во фронте МЗУВ.***

Используем полученные выше свойства МЗУВ для решения задачи об ускорении ионов за счет серфинга во фронте УВ. Для МЗУВ мы ограничимся рассмотрением области ее фронта, где локализуется скачок потенциала, который считаем изомагнитным и который движется в плазме со скоростью  $U$  ( $U \ll c$ ). Полагаем, что непосредственно перед скачком невозмущенная плазма состоит из электронов и ионов с максвелловскими функциями распределения частиц по скоростям. Под невозмущенной мы подразумеваем плазму, находящуюся непосредственно перед скачком потенциала. Здесь и ниже для краткости под фронтом мы будем подразумевать область изомагнитного скачка потенциала. Считаем, что амплитуда потенциала  $j_A$  меньше или равна энергии ионов основной плазмы, набегаящим (в системе волны) из невозмущенной плазмы на фронт:  $j_A \leq K_0/e$ . Полагаем, что структура ударного фронта задана и не меняется в процессе ускорения частиц, захваченных во фронте.

***Постановка задачи.*** Рассмотрим следующую простую модель ударного фронта. Ось  $Ox$  расположим перпендикулярно фронту. В системе волны будем считать ударный фронт плоским слоем, ограниченным по  $x$  от  $x = 0$  до  $x = d$  (рис. 5.3). В этом слое потенциал  $j(x)$  принят линейно нарастающим от нуля до величины  $j_m$ , а далее, за фронтом, остается постоянным (рис. 5.3). Отсюда следует, что электрическое поле в слое направлено против оси  $Ox$ , однородно и постоянно, имеет величину  $E = j_m/d$ , а за пределами слоя равно нулю. Магнит-

ное поле во фронте и его окрестности будем считать однородным и постоянным. Таким образом, рассматривается движение частиц в рамках упрощенной модели изомагнитного скачка МЗУВ. Основное упрощение состоит в том, что величины электрического и магнитного полей в пределах скачка потенциала считаются не зависящими от координат.

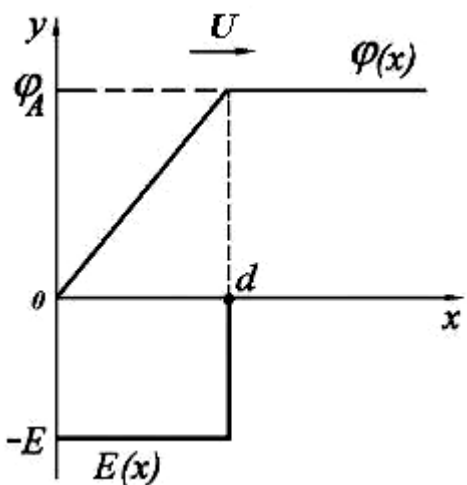


Рис. 5.3. Схематическая картина распределения полей в изомагнитном скачке ударной волны

Считаем, что вектор скорости налетающего на фронт потока плазмы  $\dot{U}$  и вектор постоянного и однородного магнитного поля  $\dot{B}$  направлены под произвольными углами к плоскости ударного фронта (рис. 5.4). Выберем систему координат таким образом, чтобы ось  $Oz$  была направлена вдоль проекции вектора магнитного поля на плоскость фронта, тогда вектор магнитного будет иметь компоненты  $B_x, B_z$ . Если обозначить угол между вектором  $\dot{B}$  и положительным направлением оси  $Ox$  через  $\alpha$  ( $\alpha \approx \theta_{Bn}$ ), тогда  $B_x = B \cdot \cos \alpha$ ,  $B_z = B \cdot \sin \alpha$ , где  $B$  – модуль магнитного поля. Что касается электрического поля, то кроме упомянутого постоянного поля  $E$ , направленного против оси  $Ox$ , во всем пространстве в системе волны существует однородное постоянное электрическое поле  $\dot{E}_c = -\dot{U} \times \dot{B} / c$ . При выполнении условий  $U \ll c$  и  $E < B$  можно рассматривать динамику ионов во фронте в нерелятивистском приближении.

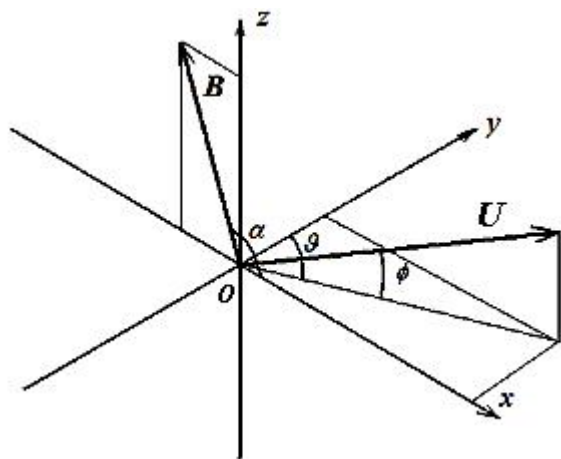


Рис. 5.4. Ориентация векторов скорости  $U$  и магнитного поля  $B$  относительно фронта УВ, расположенного в плоскости  $yOz$

В заданных электромагнитных полях в системе волны ион в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения, которые мы запишем в

безразмерном виде:

$$d\mathbf{v}/dt = (w_{ci}\mathbf{w} + eE(x)/M - Uw_{ci}\cos\Phi\cos J)\sin\alpha, \quad (5.19)$$

$$d\mathbf{w}/dt = w_{ci}(U\cos\Phi\sin J - \mathbf{v})\sin\alpha + w_{ci}(\mathbf{v}_z - U\sin\Phi)\cos\alpha, \quad (5.20)$$

$$d\mathbf{v}_z/dt = w_{ci}(U\cos\Phi\cos J - \mathbf{w})\cos\alpha, \quad (5.21)$$

где  $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t) = dx/dt$ ,  $\mathbf{w} = \mathbf{w}(t) = dy/dt$ ,  $\mathbf{v}_z = \mathbf{v}_z(t) = dz/dt$  –  $x$ -,  $y$ -,  $z$ -компоненты скорости иона, соответственно. Электрическое поле  $E(x) = -E$  в слое  $0 \leq x \leq d$  и равно нулю за пределами слоя. Углы  $\alpha$ ,  $\Phi$  и  $J$ , характеризующие наклон векторов  $\dot{\mathbf{U}}$  и  $\dot{\mathbf{B}}$  к осям координат, показаны на рис. 5.4.

Ниже, имея в виду приложения рассматриваемой теории, мы подробно исследуем три наиболее важные конфигурации для УВ: 1) строго поперечная МЗУВ ( $\alpha = p/2$ ,  $\Phi = 0^\circ$ ,  $J = p/2$ ); 2) «косая» МЗУВ, в которой направление падающего на фронт потока перпендикулярно фронту ( $\Phi = 0^\circ$ ,  $J = p/2$ ), но вектор магнитного поля наклонен к плоскости фронта ( $\alpha \neq p/2$ ); 3) углы  $\alpha$ ,  $\Phi$  и  $J$  имеют произвольные значения. По-видимому, наиболее распространенными в природе для МЗУВ являются случаи 1 и 2, где вектор скорости набегающего на УВ потока среды практически перпендикулярен фронту. Геометрия случая 3 характерна для околоземной УВ.

**Строго перпендикулярная МЗУВ.** Для строго перпендикулярной МЗУВ уравнения (5.19) - (5.21) примут вид:

$$d\mathbf{v}/dt = eE(x)/M + w_{ci}\mathbf{w}(t), \quad (5.22)$$

$$d\mathbf{w}/dt = w_{ci}[U - \mathbf{v}(t)], \quad (5.23)$$

Для движения вдоль оси  $Oz$  полагаем  $\mathbf{v}_z = dz/dt = 0$ . Для кинетической энергии иона  $K(t) = M[\mathbf{v}^2(t) + \mathbf{w}^2(t)]/2$  имеем уравнение:

$$dK(t)/dt = eE_0(x)\mathbf{v}(t) + eE_y\mathbf{w}(t). \quad (5.24)$$

Уравнения (5.23), (5.24) можно один раз проинтегрировать, что дает

$$\mathbf{w}(t) = w_{ci}[Ut - x(t)] + \mathbf{w}_0, \quad (5.25)$$

$$K(t) = M(\mathbf{v}_0^2 + \mathbf{w}_0^2)/2 + eE(x)x(t) + eE_y y(t). \quad (5.26)$$

В соотношениях (5.25), (5.26) учтены принятые начальные условия:

$$x(0) = y(0) = 0, \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0, \mathbf{w}(0) = \mathbf{w}_0, \quad (5.27)$$



здесь  $\mathbf{v}_0$  – абсолютное значение, так как из невозмущенной плазмы во фронт попадают лишь ионы с  $\mathbf{v}_0 > 0$ . Значение  $\mathbf{w}_0$  может быть как положительным, так и отрицательным. Будем следить за движением частицы до тех пор, пока она не окажется в точке  $x = d$  (рис. 5.3).

Из системы уравнений (5.22), (5.23) после  $n$ -го пересечения частицей плоскости  $yOz$  (назовем такое пересечение столкновением) получим решения в виде:

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_n \text{Cos}[(w_n(t)] + \mathbf{w}_n \text{Sin}[(w_n(t)] + U, \quad (5.28)$$

$$\mathbf{w}(t) = \mathbf{w}_n \text{Cos}[(w_n(t)] - \mathbf{v}_n \text{Sin}[(w_n(t)] + \mathbf{v}_d, \quad (5.29)$$

$$x(t)w_{ci} = \mathbf{v}_n \text{Sin}[(w_n(t)] - \mathbf{w}_n \{ \text{Cos}[(w_n(t)] - 1 \} + U w_n(t), \quad (5.30)$$

$$y(t)w_{ci} = \mathbf{w}_n \text{Sin}[(w_n(t)] - \mathbf{v}_n \{ \text{Cos}[(w_n(t)] - 1 \} + \mathbf{v}_d w_n(t), \quad (5.31)$$

где введены обозначения:

$w_n(t) = w_{ci}(t - t_n)$ ,  $\mathbf{v}_d = cE_0/B$ ,  $D = \mathbf{v}_d/U$ ,  $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}(t_n) - U$ ,  $\mathbf{w}_n = \mathbf{w}(t_n) - \mathbf{v}_d$ ,  $t_n$  – момент времени  $n$ -го столкновения:  $t_n \leq t \leq t_{n+1}$ . Параметр  $\mathbf{v}_d = cE_0/B$  в слое  $0 \leq x \leq d$  и равен нулю вне этого слоя. Величина  $t_n$  определяется из уравнения

$$x(t_n) = 0. \quad (5.32)$$

Мы полагаем, что  $n$  принимает значения:  $n = 1, 2, \dots$ ; таким образом, для  $n = 1$  имеем  $t_1 = 0$ .

В момент  $n$ -го столкновения из (5.25) получим  $\mathbf{w}(t_n) = U w_{ci} t_n + \mathbf{w}_0$ . За время движения иона между двумя последовательными столкновениями  $t_n^c = t_{n+1} - t_n$   $y$ -компонента скорости изменится на величину  $d\mathbf{w} = U/t_n^c$ , т.е. полное изменение  $y$ -компоненты пропорционально времени движения. Изменение  $x$ -компоненты скорости за это же время можно найти из формулы [258]:

$$\mathbf{v}(t_{n+1}) = -\mathbf{v}(t_n) + 2U - U w_n(t_n^c) \text{Cos}[w_n(t_n^c)]. \quad (5.33)$$

Анализ формулы (5.33) приводит к выводу о том, что за время движения частицы от столкновения до столкновения  $x$ -компонента ее скорости меняет знак, а модуль возрастает по величине при движении иона перед фронтом ( $x < 0$ ) и уменьшается при движении во фронте (т.е. при  $0 \leq x \leq d$ ). Величина возрастания или уменьшения зависит от времени движения согласно (5.33).

Из уравнений (5.28)-(5.31) можно получить «локальные» законы сохранения энергии, действующие для частиц только в промежутках между очередными столкновениями. Для ионов, двигающихся перед фронтом ( $x < 0$ ) и за ним ( $x > 0$ ), получим закон сохранения в виде:

$$[\mathbf{v}(t) - U]^2 + \mathbf{w}^2(t) = [\mathbf{v}(t_n) - U]^2 + \mathbf{w}^2(t_n). \quad (5.34)$$

Для ионов, находящихся в пространственном интервале  $0 \leq x \leq d$ , аналогичное соотношение будет выглядеть следующим образом:

$$[\mathbf{v}(t) - U]^2 + [\mathbf{w}(t) - \mathbf{v}_d]^2 = [\mathbf{v}(t_n) - U]^2 + [\mathbf{w}(t_n) - \mathbf{v}_d]^2. \quad (5.35)$$

В формулах (5.34), (5.35)  $t_n \leq t \leq t_{n+1}$ .

Для получения наиболее полной картины о движении частиц, захваченных во фронте, необходима информация о моментах времени, в которые частица максимально удаляется от плоскости  $yOz$ . Значения этих моментов  $t_m$  определяются из условия:  $\mathbf{v}(t_m) = 0$ , из которого для величины  $t_m$  используя (5.28), (5.32), можно получить выражение в явном виде:

$$t_m - t_n = \frac{2}{w_{ci}} \operatorname{arc\,tg} \frac{-\mathbf{w}_n + [\mathbf{w}_n^2 + \mathbf{v}_n^2 - U^2]^{1/2}}{U - \mathbf{v}(t_n)} \quad (5.36)$$

для ионов, движущихся в интервале  $0 \leq x \leq d$  ( $\mathbf{v}(t_n) > 0$ ) и

$$t_m - t_n = \frac{2}{w_{ci}} \operatorname{arc\,tg} \frac{-\mathbf{w}(t_n) + [\mathbf{w}^2(t_n) + \mathbf{v}_n^2 - U^2]^{1/2}}{U - \mathbf{v}(t_n)} \quad (5.37)$$

для ионов, движущихся перед фронтом ( $\mathbf{v}(t_n) < 0$ ). В формулах (5.36), (5.37)  $(t_m - t_n)$  – время движения иона с момента  $n$ -го пересечения им плоскости  $yOz$  до точки максимального удаления его от этой плоскости, причем  $t_n \leq t_m \leq t_{n+1}$ .

Очевидно, что при  $x > 0$  величина  $x(t_m)$  определяет глубину проникновения частицы во фронт и, следовательно, величину потенциала, преодолеваемого частицей:  $j_m = E_0 x(t_m)$ . С помощью (5.30) для  $j_m$  получим выражение:

$$j_m = (E_0/w_{ci}) \{ \mathbf{v}_n \operatorname{Sin}[w_n(t_m)] - \mathbf{w}_n \operatorname{Cos}[w_n(t_m)] + \mathbf{w}_n + U w_n(t_m) \} \quad (5.38)$$

Кроме величин  $\mathbf{w}(t)$  и  $K(t)$ , полученных из законов сохранения обобщенного импульса (5.25) и энергии (5.26), в рассматриваемой задаче имеет место сохранение адиабатического инварианта [127]. Для отыскания адиабатического инварианта обратимся к закону сохранения энергии (5.26). Подставляя в (5.26) вместо  $\mathbf{w}(t)$  и  $\mathbf{v}(t)$  их выражения через  $x(t)$  и  $t$ , полученные из формулы (5.25), получим закон сохранения в виде

$$M\mathbf{v}^2/2 + \mathbf{V}(x, t) + T(t) = M\mathbf{v}_0^2/2,$$

где  $V(x, t) = M w_{ci}^2 x^2/2 + M w_{ci} (\mathbf{V}_d - \mathbf{w}_0 - U w_{ci} t) x$ ;  $T(t) = M U w_{ci} \int_0^t x(t) dt$ .

Часть полной энергии  $H(x,t) = M\mathbf{v}^2/2 + \mathbf{V}(x, t)$  характеризует движение частицы вдоль оси  $Ox$ . Эта часть полной энергии не сохраняется. Однако потенциальная часть  $\mathbf{V}(x, t)$  энергии  $H(x, t)$  удобна тем, что позволяет по ее виду судить на качественном уровне о движении захваченной частицы.

График потенциальной энергии  $\mathbf{V}(x, t)$  имеет вид ямы, форма которой медленно меняется со временем. При  $\mathbf{w}_0 > 0$  частица в этой яме колеблется относительно точки равновесия, координата которой  $x = 0$ . При  $\mathbf{w}_0 > 0$  на начальном этапе меняются как форма ямы, так и координата точки равновесия, т.е. деформация формы ямы в этом случае является сложной.

Для захваченной частицы, совершающей большое число колебаний около положения равновесия  $x = 0$ , энергия  $\mathbf{V}(x, t)$  меняется со временем достаточно медленно по сравнению с периодом колебаний. Этот факт позволяет воспользоваться формализмом адиабатичности движения [148], согласно которому, адиабатический инвариант в нашем случае можно записать в виде интеграла по замкнутому контуру  $I = \oint x dx$ . Подставляя сюда значение  $x$ , найденное из выражения для  $(x, t)$ , и обозначая  $a(x, t) = \sqrt{2H(x,t)/M}$ , получим:

$$I = -aD/U + \left[ (D - \mathbf{w})^2 / U^2 + a^2 / U^2 \right] \times \arcsin \frac{a}{\sqrt{(D - \mathbf{w})^2 + a^2}} + \\ + \frac{U^2 + a^2}{U^2} \arcsin \frac{a}{\sqrt{\mathbf{w}^2 + a^2}}.$$

В этой формуле мы приняли  $\mathbf{w} = \mathbf{w}_0 + U\mathbf{w}_{ci}t$ , т.е. значения  $I$  взяты в моменты времени, в которых  $x = 0$ . При  $t = 0$  имеем  $\mathbf{w} = \mathbf{w}_0 > 0$ ,  $a = \mathbf{v}_0 > 0$ .

Найдем приближенные значения  $I$  в различных предельных случаях. В начальный момент времени при выполнении неравенств  $\mathbf{v}_0 \ll \mathbf{w}_0 < U$  получим

$$I \gg 0,5\mathbf{v}_0^3/\mathbf{w}_0U^2, \quad (5.39)$$

а при  $U > \mathbf{v}_0 \gg \mathbf{w}_0$  соответственно имеем  $I \gg 0,5p(\mathbf{v}_0/U)^2$ . При выполнении неравенств  $\mathbf{v}_d - \mathbf{w} \gg \mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w} \gg \mathbf{v}_0$  получим:

$$I \gg 0,5\mathbf{v}_0^3D/[(\mathbf{v}_d - \mathbf{w})^2\mathbf{w}U]. \quad (5.40)$$

Сохранение адиабатического инварианта  $I$  постоянно контролировалось во всех расчетах. Как оказалось, в некоторых случаях величина  $I$  испытывает отклонение от постоянного значения в самом начале счета. Такие случаи были подробно исследованы, и было выявлено, что при  $\mathbf{w}_0 < \mathbf{v}_0$ , величина  $I$  в началь-

ный момент превышает установившееся значение, а затем в течение двух-трех осцилляций выходит на него. Было найдено, что начальное превышение  $I$  зависит только от параметра  $\mathbf{v}_0$ , а величина превышения зависит от  $\mathbf{v}_0$  как  $\mathbf{v}_0^{-1/2}$ .

Причина отклонения величины  $I$  от константы – сравнимость на начальной стадии движения частицы величины периода ее колебаний в потенциальной яме с характерным временем изменения ее формы. За время двух-трех осцилляций период резко уменьшается и условия адиабатичности движения существенно улучшаются. Учитывая эти тонкости поведения величины  $I$ , мы корректировали начальное значение  $I = I(\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0)$  при  $\mathbf{w}_0 < \mathbf{v}_0$ . В частности, при  $\mathbf{w}_0 < \mathbf{v}_0 < U$  вместо (5.39) использовалось соотношение

$$I \gg 0,5(\mathbf{v}_0/U)^{5/2}. \quad (5.41)$$

Если пропустить начальную стадию ускорения частиц, то в дальнейшем практически при любых  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$  хорошим приближением для величины  $I$  служит значение, выражаемое формулой (5.40).

Формулы (5.25)-(5.40) полностью определяют характер движения захваченных частиц.

**Динамика частиц во фронте. Условия захвата.** В рассматриваемом случае вдоль оси  $Oz$  (вдоль направления магнитного поля) на частицу не действуют никакие силы, поэтому мы ограничимся анализом движения иона в плоскости  $xOy$ . Частицы невозмущенной плазмы, совершая двухмерное движение, попадают во фронт волны, имея произвольные значения составляющих скорости  $\mathbf{v}_0$  и  $\mathbf{w}_0$ .

Рассмотрим подробно поведение частицы, приходящей в точку  $x = 0$  (см. рис. 5.3). Очевидно, что во фронт попадут лишь те частицы, которые при  $x = 0$  имеют в выбранной системе отсчета, движущейся вместе с ударной волной, положительное значение  $x$ -компоненты скорости:  $\mathbf{v}_0 > 0$ . Как показывает анализ полученных решений, все частицы, впервые попадающие во фронт, условно можно разделить на две группы. Первая группа – пролетные частицы – это те, которые сразу попадают за фронт волны (в область  $x > d$ ). Вторая группа – захваченные частицы – это те, которые под действием электромагнитного поля возвращаются в область перед фронтом и, двигаясь по замкнутой траектории, снова попадают в точку  $x = 0$ .

Большая часть ионов после первого отражения, вновь попадая во фронт, становятся пролетными. Некоторая часть частиц отражается многократно, и именно они подвергаются эффективному резонансному ускорению под действием поля  $E_0$ .

Для того чтобы определить, какая из частиц окажется захваченной, а какая – пролетной, достаточно проанализировать с помощью соотношений (5.28)-(5.31) поведение частицы в области  $0 \leq x \leq d$ . Если в этой области  $x$ -компонента скорости обращается в нуль, то частица будет захвачена, в противном случае она окажется пролетной.

Итак, проблема сводится к определению области существования решений для уравнения (5.36), что фактически требует исследования на плоскости значений  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$  (напомним, что  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$  – это начальные значения компонент скорости частицы, взятые в момент времени  $t_1 = 0$ ) функции  $t_m = t_m(\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0)$ . Как показывает анализ, граница, разделяющая на этой плоскости захваченные и пролетные частицы, определяется либо равенством нулю подкоренного выражения из формулы (5.36):

$$(\mathbf{w}_0 - \mathbf{v}_d)^2 + (\mathbf{v}_0 - U)^2 = U^2, \quad (5.42)$$

либо соотношением

$$x(t_m) = d. \quad (5.43)$$

Действительно, к соотношению (5.42) приходим как к предельному, так как подкоренное выражение в (5.36) не может быть меньше нуля. Для того чтобы понять смысл условия (5.42), обратимся к локальному закону сохранения (5.35). Нетрудно видеть, что (5.42) получается из (5.35), полагая

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(t_m) = 0, \quad \mathbf{w}(t) = \mathbf{w}(t_m) = \mathbf{v}_d, \quad \mathbf{v}(t_n) = \mathbf{v}_0, \quad \mathbf{w}(t_n) = \mathbf{w}_0.$$

Таким образом, условие (5.42) означает, что частица в точке ее остановки имеет скорость, равную  $\mathbf{v}_d$ , а элементарный анализ движения иона во фронте показывает, что как только это значение примет  $y$ -компонента скорости частицы при  $\mathbf{v} \rightarrow 0$ , частица становится пролетной.

Итак, мы приходим к важному и имеющему простой физический смысл заключению о том, что частица оказывается пролетной в двух случаях: 1) в точке остановки величина  $y$ -компоненты скорости равна или больше  $\mathbf{v}_d$ ; 2) точка остановки лежит за координатой  $x > d$ . В противном случае частица будет захвачена.

Кривые 1, 2 на плоскости  $(\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0)$ , изображающие соответственно зависимости (5.42) и (5.43), приведены на рис. 5.5. Область, ограниченная с одной стороны кривыми 1, 2, с другой стороны – осью  $\mathbf{w}_0$ , – это область значений  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$ , при которых частицы захватываются волной. Частицы, имеющие значения  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$ , лежащие вне этой области, оказываются пролетными.

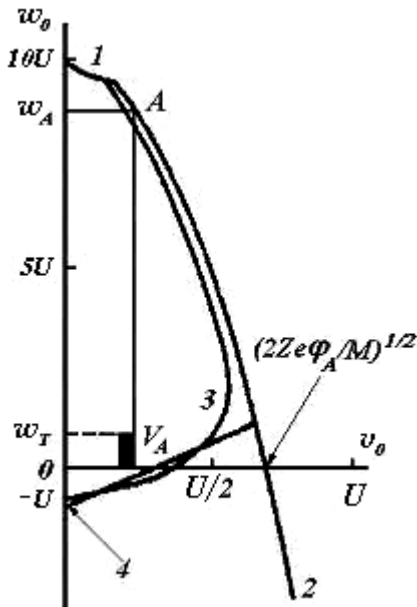


Рис. 5.5. Границы на фазовой плоскости  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$ , разделяющие пролетные, захваченные и однократно отраженные частицы ( $D = 10, y_A = 0,5$ )

Как видно из рис. 5.5, в большей части значений  $\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0$ , принадлежащих кривой 2, удовлетворяется неравенство  $\mathbf{v}_0 \ll \mathbf{v}_d - \mathbf{w}_0$ . Пока это неравенство справедливо для определения времени движения до точки остановки, получим приближенную формулу  $w_{cit_m} = \mathbf{v}_0/(\mathbf{v}_d - \mathbf{w}_0) \ll 1$ . Подставляя отсюда

значение  $t_m$  в формулу (5.43), получим ее приближенный аналог:

$$M\mathbf{v}_0^2/2 = e j_A (1 - \mathbf{w}_0/\mathbf{v}_d). \quad (5.44)$$

Как нетрудно убедиться, соотношение (5.44) можно получить из уравнения движения частицы (5.22) в области  $0 \leq x \leq d$ , считая скорость  $\mathbf{w}_0$  постоянной, т.е. в случае, когда приращение скорости  $d\mathbf{w}$  за время движения частицы от  $x = 0$  до  $x = d$  существенно меньше значения  $\mathbf{w}_0$ :  $d\mathbf{w} \ll \mathbf{w}_0$ .

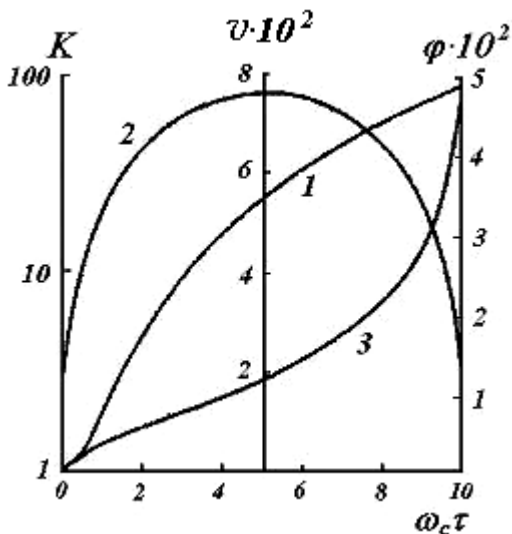


Рис. 5.6. Зависимость от времени энергии  $K$  (кривая 1),  $x$ -компоненты скорости  $\mathbf{v}$  (2) и потенциала  $j$  (3), преодолеваемого ионом в процессе ускорения ( $D = 10, y_A = 1, \mathbf{v}_0 = 0, \mathbf{w}_0 = 0,02$ )

На рис. 5.6 приведены зависимости от времени энергии  $K(t)$ , скорости  $\mathbf{v}(t)$  и потенциала  $j(t)$  преодолеваемого захваченным ионом в процессе ускорения. Значения величин скорости и энергии взяты в те

моменты, когда  $x = 0$ . Примечательно здесь поведение во времени  $x$ -компоненты скорости  $\mathbf{v}(t)$  в случае, когда конечная энергия близка к предельной. Как видно,  $\mathbf{v}(t)$  на начальной стадии нарастает, далее, в момент времени  $t = Dw_{ci}^{-1}/2$ , максимальна и затем убывает до исходного значения.

Согласно (5.25)  $y$ -компонента скорости нарастает со временем линейно. Кинетическая энергия  $K(t)$ , которая состоит из двух компонент  $M\mathbf{v}^2/2$ ,  $M\mathbf{w}^2/2$ , увеличивается в основном за счет роста компоненты  $M\mathbf{w}^2/2$  и растет как  $t^2$ .

### *Методика вычислений на ЭВМ. Безразмерные параметры задачи.*

Процедура вычислений, по которой при заданных начальных условиях можно найти интересующие конечные значения параметров ускоренных частиц, выглядит следующим образом. Считаем, что вначале ион приближается к фронту из невозмущенной плазмы и первый раз пересекает плоскость  $yOz$  при параметрах, выраженных условиями (5.27) (столкновение  $n = 1, t_1 = 0$ ). Далее, пользуясь соответствующими формулами, можно вычислить любую величину в любой момент времени вплоть до очередного столкновения.

Практически первое, что нас интересует, есть ли остановка частицы при  $x > 0$ . Если частица не останавливается, т.е. в случае отрицательного значения подкоренного выражения в (5.36), или если точка остановки лежит за пределами фронта, т.е. при  $x > d$ , то счет прекращается и частица считается пролетной. Если частица захвачена, то с помощью уравнения (5.32) вычисляем время движения между столкновениями –  $t_n^c$ . Зная  $t_n^c$ , определяем при очередном столкновении значения компонент скоростей  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{w}$ , а также расстояние по оси  $Oy$ , пройденное частицей между столкновениями. Используя найденные значения  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{w}$ ,  $y$  в качестве начальных, повторяем процедуру вычислений и проверок по изложенному выше сценарию.

Основная сложность описанной выше процедуры вычислений заключается в нахождении корней уравнения (5.32), для отыскания которых необходимо привлечение ЭВМ. Хорошим приближенным значением для  $t_n^c$  может служить величина  $2(t_m - t_n)$  – удвоенное время движения частицы после  $n$ -го столкновения до точки поворота (уравнение (5.36)). Значение  $2(t_m - t_n)$ , полученное с помощью (5.36), использовалось в качестве первого приближения в расчетах по нахождению корня уравнения (5.32).

Отыскание корня уравнения (5.32), на что уходила основная доля вычислений на ЭВМ, делалось по специальной программе, которая позволяла проводить расчеты с заданной точностью. Точность вычислений во время счета непрерывно контролировалась путем отслеживания величины

$$d = 2[K(t) - K(0) - eE_0x(t) - eE_y y(t)]/MU^2,$$

полученной из закона сохранения энергии (5.26). Отклонение величины  $d$  от начальной в каждом варианте решения составляло не более  $10^{-6}$ .

Для удобства расчетов все уравнения записывались в безразмерном виде. Время нормировалось на величину  $w_{ci}^{-1}$ , координата – на  $U/w_{ci}$ , скорость – на  $U$ , энергия и температура – на  $MU^2/2$ .

Безразмерные параметры задачи:

$$D = cE_0/UB = E_0/E_y, y_A = 2ej_A/MU^2, C = U/v_{Ti}.$$

Как видно, параметр  $D$  связан с величиной электрического поля  $E_0$ , а параметр  $y_A$  – со скачком потенциала в волне. Очевидно, что три величины,  $E_0$ ,  $j_A$ ,  $d$ , связаны между собой:  $E_0 = j_A/d$ , поэтому можно задать две из них, в качестве которых мы выбрали  $j_A$ ,  $E_0$ .

Обратим внимание на то, что параметр  $C$  выражается через известный плазменный параметр  $b_i = 8pnT_i/B^2$ :  $C = M_A \phi_i^{-1/2}$  ( $n$ ,  $T_i$  – плотность и температура ионной компоненты плазмы, соответственно). Используя типичные параметры, характерные при распространении МЗУВ в лабораторных и космических условиях [17; 168; 235; 236; 239], получим интересующий нас диапазон изменения безразмерных величин:  $D = 1, 1000$ ,  $y_A = 0,1, 1$ ,  $C = 1, 10$ .

**Определение числа захваченных, пролетных и однократно отраженных частиц.** Все количественные результаты и оценки мы будем проводить, предполагая, что ионы невозмущенной плазмы имеют максвелловское распределение по скоростям. Вследствие того, что в задаче рассматривается движение частиц в плоскости  $xOy$ , мы возьмем это распределение в двухмерном виде (в системе волны):

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{w}) = \frac{n_0 M}{2pT_i} \exp\left\{-\left[(\mathbf{v}-U)^2 + \mathbf{w}^2\right]/v_{Ti}^2\right\}, \quad (5.45)$$

где  $n_0$  – плотность невозмущенной плазмы. Мы пренебрежем влиянием отраженных частиц на исходную функцию распределения ионов. Такое допущение оправдано, пока число отраженных частиц мало.



Полное число захваченных частиц определится выражением:

$$n_i = \int_{-\infty}^{\mathbf{v}_d} d\mathbf{w} \int_0^a d\mathbf{v} \cdot f(\mathbf{v}, \mathbf{w}), \quad a = \sqrt{2ej} (1 - \mathbf{w} / \mathbf{v}_d) / M,$$

т.е. это есть интеграл по площади на рис. 5.5 ограниченной кривой 2 и осью  $\mathbf{w}_0$ . Здесь мы считаем, что зависимость (5.43), изображенная кривой 2, применима для всех  $\mathbf{w}$  вплоть до  $\mathbf{w} = \mathbf{v}_d$ , т.е. мы проигнорировали зависимость (5.42), что как показывают расчеты, практически не влияет на конечный результат.

Проводя интегрирование, получим окончательно относительное число захваченных частиц в виде:

$$n_T = \frac{n_i}{n_0} = 0,25 \cdot [1 + \operatorname{erf}(CD)] \operatorname{erf}(C) + 0,5p^{-1/2} \int_0^{\infty} ds \cdot \exp(-s^2) \times \quad (5.46)$$

$$\times \operatorname{erf}\left\{C \left[ \sqrt{y_A(1 + s/CD)} - 1 \right]\right\} - 0,5p^{-1/2} \int_0^{CD} ds \cdot \exp(-s^2) \times \operatorname{erf}\left\{C \left[ 1 - \sqrt{y_A(1 - s/CD)} \right]\right\}.$$

Для числа пролетных частиц формула совсем проста:

$$N_C = [1 + \operatorname{erf}(C)]/2 - n_T. \quad (5.47)$$

В формулах (5.46), (5.47)  $\operatorname{erf}(s) = 2p^{-1/2} \int_0^s \exp(-x^2) dx$ .

Как следует из численных расчетов, большая часть изначально захваченных ионов – однократно отраженные. Полученные из расчетов граничные значения  $\mathbf{v}_0$  и  $\mathbf{w}_0$ , отделяющие в области захваченных ионов однократно отраженные частицы от многократно отраженных, изображены с помощью кривой 3 на рис. 5.5. Эту зависимость приближенно можно представить с помощью простого соотношения:  $\mathbf{v}_0 = 0,5 \sqrt{2ej_A / M} (1 + \mathbf{w}_0 / U)$ , изображенного на рис. 5.5 прямой линией 4.

Итак, с достаточной точностью число однократно отраженных частиц можно представить областью на плоскости  $(\mathbf{v}_0, \mathbf{w}_0)$ , ограниченной кривыми 2, 4 и осью  $\mathbf{w}_0$  (на рис. 5.5 эта область лежит ниже кривой 4). Следовательно, для числа однократно отраженных частиц получим соотношение:

$$n_r = \int_{-\infty}^U d\mathbf{w} \int_0^a d\mathbf{v} \cdot f(\mathbf{v}, \mathbf{w}) - \int_{-U}^U d\mathbf{w} \int_0^b d\mathbf{v} \cdot f(\mathbf{v}, \mathbf{w}),$$

$$b = 0,5 \sqrt{2ej_A / M} (1 + \mathbf{w}/U),$$

которое в безразмерном виде запишется так:

$$\begin{aligned}
N_R = \frac{n_r}{n_0} = & 0,25 \cdot [1 - \operatorname{erf}(C)] \cdot \operatorname{erf}(C) + 0,5p^{-1/2} \int_0^{\infty} ds \cdot \exp(-s^2) \times \\
& \times \operatorname{erf}\left\{C\left[\sqrt{y_A(1+s/CD)} - 1\right]\right\} - 0,5p^{-1/2} \int_0^C ds \cdot \exp(-s^2) \times \\
& \times \operatorname{erf}\left\{C\left[1 - \sqrt{y_A(1-s/CD)} - 1\right]\right\} - 0,5p^{-1/2} \int_{-C}^C ds \cdot \exp(-s^2) \times \\
& \times \operatorname{erf}\left\{C\left[\sqrt{y_A}(1+s/C)/2 - 1\right]\right\}.
\end{aligned} \tag{5.48}$$

**Условия выхода ионов из захвата. Оценка числа ускоренных частиц.**

Рассмотрим поведение «глубоко» захваченных частиц, т.е. таких, которые, совершая во фронте большое число осцилляций, приобретают энергию, близкую к предельной. Для осциллирующего иона, пересекающего в очередной раз плоскость  $xOy$ , условия захвата определяются так же, как и при первом столкновении. В конце концов, когда падающая на фронт частица имеет параметры, попадающие на кривые либо 1, либо 2, или за пределы области захвата (рис. 5.5), она становится пролетной. Для иона, находящегося в режиме захвата, кинетическая энергия, согласно (5.26), нарастает непрерывно. Мы будем оперировать тем ее значением, которое частица принимает в точке  $x = 0$ .

Пусть ион с некоторой энергией  $K$  имеет при  $x = 0$  такие параметры, при которых он попадает в некоторую точку  $A$  привой 2 (рис. 5.5). В этой точке значения компонент скорости  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_A$ ,  $\mathbf{w} = \mathbf{w}_A$  и, следовательно, энергия иона  $K \gg M\mathbf{w}_A^2/2$  ( $\mathbf{v}_A < \mathbf{w}_A$ ). Зная конечные значения компонент  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{w}$  (см. рис. 5.5) и учитывая связь (5.44) между ними, находим величину адиабатического инварианта как функцию  $\mathbf{w}_A$ :  $I_A = I(\mathbf{w}_A)$ . Этой величине адиабатического инварианта в начальный момент времени соответствует целый набор значений  $\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}_0$ , который можно найти с помощью соотношений (5.39) и (5.41).

Аналогичным образом можно найти набор начальных значений  $\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}_0$  и для некоторой энергии  $K + dK$ . Зная область значений  $\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{w}_0$ , при которых ионы в итоге получают заданную в интервале  $dK$  величину энергии при известном начальном распределении частиц по скоростям (5.45), можно найти количество этих ионов.

Если по этой схеме проводить вычисления, то искомое выражение получится весьма громоздким. Однако все расчеты можно существенно упростить,

если за начальное значение адиабатического инварианта взять величину, определяемую соотношением (5.41). В этом случае связь между начальными и конечными значениями компонент скорости резонансных ионов можно найти в явном виде, используя для  $I_A$  выражение (5.40) и учитывая (5.44):

$$\mathbf{v}_0^* = U \times \gamma_A^{0,6} \times (1 - \mathbf{w}/\mathbf{v}_d) \cdot (\mathbf{p}\mathbf{w}/U)^{-0,4}. \quad (5.49)$$

Анализ, проведенный с помощью ЭВМ, показывает, что такое упрощение приводит к некоторому занижению (менее порядка величины) искомого значения числа ускоренных частиц по сравнению с точным. Однако нас это вполне устраивает, так как чрезвычайно простым путем мы получаем очень важную и приемлемую по точности необходимую нам оценку.

Область начальных значений скоростей ионов, ускоренных в заданном интервале энергий, в этом приближении будет представлена в виде прямоугольника (на рис. 5.5 он заштрихован), две стороны которого будут параллельны оси  $\mathbf{w}_0$ , две другие – параллельны оси  $\mathbf{v}_0$ . За максимальное значение  $\mathbf{w}_0$  в этой области мы выберем величину тепловой скорости ионов  $\mathbf{v}_{Ti}$ . С одной стороны, это обусловлено тем, что при  $\mathbf{w}_0 > \mathbf{v}_{Ti}$  число частиц экспоненциально мало. С другой стороны, мы ограничились этим характерным значением скорости для того, чтобы исключить ионы с большими начальными значениями энергии (мы полагаем, что  $\mathbf{v}_{Ti} \ll \mathbf{v}_d$ ) и, таким образом, рассматривать только те частицы, которые получили энергию непосредственно в результате ускорения, причем энергию такой величины, которая заметно превышает начальную.

Таким образом, полное число частиц, ускоренных в каком-либо интервале энергии  $dK$ , теперь зависит только от интервала скоростей  $d\mathbf{v}_0$ :

$$dn_a = A \exp[-(\mathbf{v}_0 - U)2/\mathbf{v}_{Ti}^2] d\mathbf{v}_0,$$

$$\text{где } A = (n_0/p\mathbf{v}_{Ti}) \cdot \int_0^{\mathbf{v}_{Ti}} d\mathbf{w}_0 \exp(-\mathbf{w}_0^2 / \mathbf{v}_{Ti}^2) \approx n_0/(2\sqrt{p} \mathbf{v}_{Ti}).$$

Учитывая (5.49),  $dn_a$  можно выразить через  $\mathbf{w}$ :  $dn_0 = h(\mathbf{w})d\mathbf{w}$ , где величина

$$h(\mathbf{w}) = dn_0/d\mathbf{w} = A \gamma_A^{0,4} (1 - \mathbf{w}/\mathbf{v}_d) \cdot \exp[-C^2(1 - \mathbf{v}_0^*/U)^2] [2,2p^{0,6} \mathbf{w}^{1,4} (1 - \mathbf{w}/\mathbf{v}_d)^{0,8}] \quad (5.50)$$

играет роль функции распределения частиц по скоростям ( $\mathbf{v}_0^*$  определяется формулой (5.49)).

Теперь мы можем найти интересующее нас полное число частиц, ускоренных от некоторого минимального значения скорости, за которое примем

$\mathbf{v}_d/3$ , до максимального, равного  $\mathbf{v}_d$ :  $n_a = \int_{\mathbf{v}_d/3}^{\mathbf{v}_d} h(\mathbf{w}) d\mathbf{w}$ , где  $h(\mathbf{w})$  определяется выражением (5.50).

Зная функцию распределения  $h(\mathbf{w})$ , можно определить интересующую нас величину плотности потока импульса, переносимого ускоренными частицами:

$$\mathbf{W}_a = M \int_{\mathbf{v}_d/3}^{\mathbf{v}_d} h(\mathbf{w}) \mathbf{w}^2 d\mathbf{w}.$$

Эта величина определяет ту часть от полной плотности

потока импульса плазмы  $n_0 M U^2$ , набегающего на фронт ударной волны, которая уносится ускоренными ионами, т.е. фактически это есть энергия, отбираемая этими ионами от волны. При получении этой оценки мы предполагаем, что сама ударная волна при этом не затухает, т.е. потери ее энергии на ускорение частиц восполняются за счет работы внешних сил (движущийся поршень и т.п.).

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о влиянии захваченных ионов на макроскопическую структуру ударного фронта. Это влияние в основном обусловлено присутствием в течение времени ускорения во фронте группы заряженных частиц, каждая из которых непрерывно ускоряется вдоль оси  $Oy$ .

Во-первых, рассматриваемое влияние оказывается существенным из-за эффекта накопления частиц во фронте [128; 129; 314]. Для того чтобы понять причину накопления, обратимся к закону сохранения потока частиц при движении их через фронт. Нетрудно убедиться в том, что поток частиц, вовлекающихся из невозмущенной плазмы в режим ускорения,

$$J = \int_0^{\mathbf{v}_m} \mathbf{v} d\mathbf{v} \int_0^{\mathbf{v}_T} f(\mathbf{v}, \mathbf{w}) n_a \mathbf{v}_m \cdot d\mathbf{w}$$

примерно равен  $n_a \mathbf{v}_m$ , где  $\mathbf{v}_m \ll U$  – начальная скорость,

связанная соотношением (5.49) с минимальным значением конечной скорости частицы  $\mathbf{w} = \mathbf{v}_d/3$ ,  $n_a$  – число ускоренных частиц (в единице объема). Захваченные частицы, осциллируя во фронте, медленно «взбираются» на «горб» потенциала в процессе его ускорения. Скорость такого своеобразного дрейфа частицы можно оценить как  $\mathbf{v}_d \gg d/t_a$  ( $t_a$  – время ускорения). Из закона сохранения потока  $J \gg n_a \mathbf{v}_m \gg n_f \mathbf{v}_d$ , где  $n_f$  – концентрация ускоренных частиц во фронте, следует, что  $n_f/n \gg D^{1,6} Y_A^{0,6}$ . Обычно для типичных значений параметров МЗУВ  $D^{1,6} Y_A^{0,6} \gg 1$  и  $n_f/n_a \gg 1$ , т.е. концентрация присутствующих во фронте захваченных ионов может быть существенно больше плотности той доли частиц, которая из невозмущенной плазмы попала в режим ускорения.

Для оценки возмущений электрического и магнитного полей, вызванных захваченными частицами, предположим, что плотность ускоренных ионов  $n$  во фронте не зависит от  $x$ , а их пространственный заряд не скомпенсирован электронами. Тогда возмущенный потенциал равен:

$$dj \sim en_f d \approx e y_A^{0,6} D^{1,6} \int_{v_d/3}^{v_d} f(\mathbf{w}) d\mathbf{w}.$$

Возмущенное магнитное поле  $dB \sim j_f d/c$ , где  $j_f$  – плотность тока ускоренных частиц:  $j_f = e y_A^{0,6} D^{1,6} \int_{v_d/3}^{v_d} f(\mathbf{w}) d\mathbf{w}$ .

В формулах для  $y_A$  и  $j_f$  величина  $h(\mathbf{w})$  определяется формулой (5.50).

**Результаты расчетов и их обсуждение.** Среди зависимостей от безразмерных параметров зависимость от температуры ионов (параметр  $C$ ) в отличие от других оказалась немонотонной (см. рис. 5.7). На рис. 5.7, а также ниже на рис. 5.8, 5.9 использованы следующие безразмерные переменные:

$$\mathbf{W}_F = \mathbf{W}_f/n_0 MU^2, \mathbf{W}_E = \mathbf{W}_e/n_0 MU^2, N_F = n_f/n_0, B_F = dB/B, y_F = dj/j.$$

На рис. 5.7 практически для всех величин имеется хорошо выраженный максимум при  $T_i = (1, 2)MU^2/2$ . Зависимость от температуры слева от максимума (область малых температур) более сильная, чем справа от него (область больших температур). Как оказалось, при  $y_A = 0,6$  полное число захваченных частиц слабо зависит от температуры, а относительное число пролетных ионов изменяется в пределах от 0,5 до 1,0 для рассматриваемой области изменения  $T_i$ .

Уместно здесь обратить внимание на результаты работы [314], в которой, в отличие от наших расчетов для числа ускоренных ионов  $N_A$ , получены существенно большие значения. Причина этого различия кроется в том, что автор работы [314] по ошибке включил в число ускоренных все захваченные частицы, в том числе и однократно отраженные, т.е. он фактически за число  $N_A$  принял величину  $n_T$ , а как следует из проведенных нами расчетов, во всех случаях  $n_T \gg N_A$ .

Зависимости от амплитуды потенциала МЗУВ (рис. 5.8, 5.9) оказались достаточно сильными: при изменении  $j_A$  в два раза почти все приведенные величины изменяются на порядок величины или больше. Здесь зависимости монотонные. Все величины, кроме числа пролетных ионов, как правило, растут с

увеличением величины потенциала. Рост числа захваченных, однократно отраженных и ускоренных частиц легко понять, если обратиться к рис. 5.5.

Наращение возмущенного магнитного поля и плотности энергии ускоренных ионов с ростом  $j_A$  связано с увеличением как числа ускоренных частиц, так и их скоростей, которые с ростом  $j_A$  в среднем увеличиваются за счет нарастания предельной скорости. Предельная же скорость растет пропорционально электрическому полю во фронте, нарастающему, в свою очередь, при фиксированной ширине фронта вместе с  $j_A$ .

Зависимости интересующих нас величин от электрического поля во фронте ударной волны приведены на рис. 5.10. Видно, что три величины:  $N_F$ ,  $B_F$ ,  $W_E$  слабо зависят от  $E_0$ . С увеличением  $E_0$  заметно растет плотность энергии  $W_F$  ионов, захваченных во фронте. Это не удивительно, так как при практически постоянной плотности захваченных ионов во фронте  $N_F$  их средняя энергия растет пропорционально  $E_0$ . Необходимо здесь заметить, что в случае возникновения условий, при которых энергия ускоренных ионов может трансформироваться в тепло, эффективная температура нагретых ионов будет определяться как раз величиной  $W_F$ .

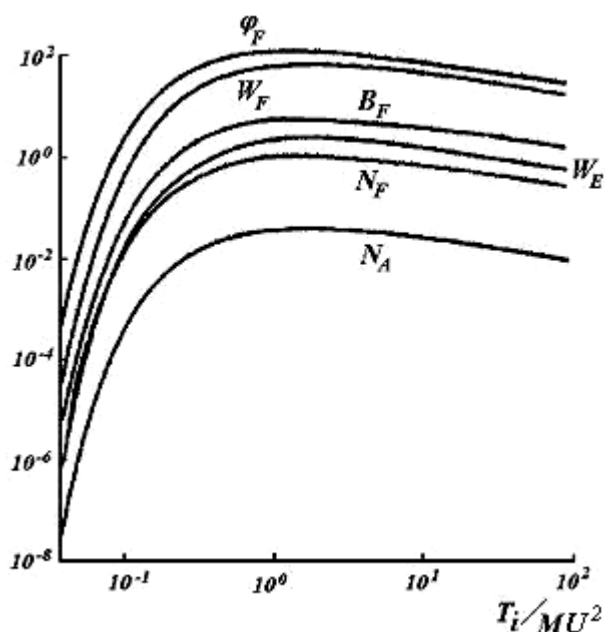


Рис. 5.7. Зависимость от температуры плотности ускоренных ионов, находящихся во фронте ( $N_F$ ), плотности ионов, захваченных в режим ускорения из невозмущенной плазмы ( $N_A$ ), плотности энергии, отбираемой ускоренными ионами от волны ( $W_A$ ), плотности энергии всех ионов, захваченных в скачке потенциала ( $W_E$ ), возмущенных величин потенциала  $j_F$  и магнитного поля  $B_F$   
 $(D = 10, u_A = 0,6, M_S = 5)$

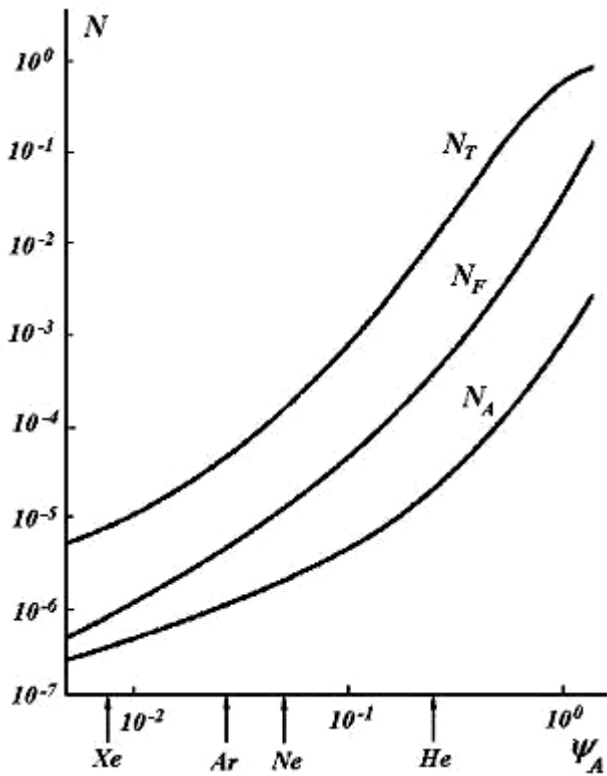


Рис. 5.8. Зависимость от величины скачка потенциала плотности всех захваченных ионов ( $N_T$ ), плотности ускоренных ионов, находящихся во фронте ( $N_F$ ), плотности ионов, захваченных в режим ускорения из невозмущенной плазмы ( $N_A$ ). Стрелкам соответствуют плотности ионов тяжелых примесей в случае, когда ударная волна со скачком потенциала  $\psi_A = 1$ , распространяется в водородной плазме. Каждое помеченное стрелкой значение безразмерной плотности нормировано на величину плотности, соответствующей примеси в невозмущенной плазме ( $D = 10, C = 10$ )

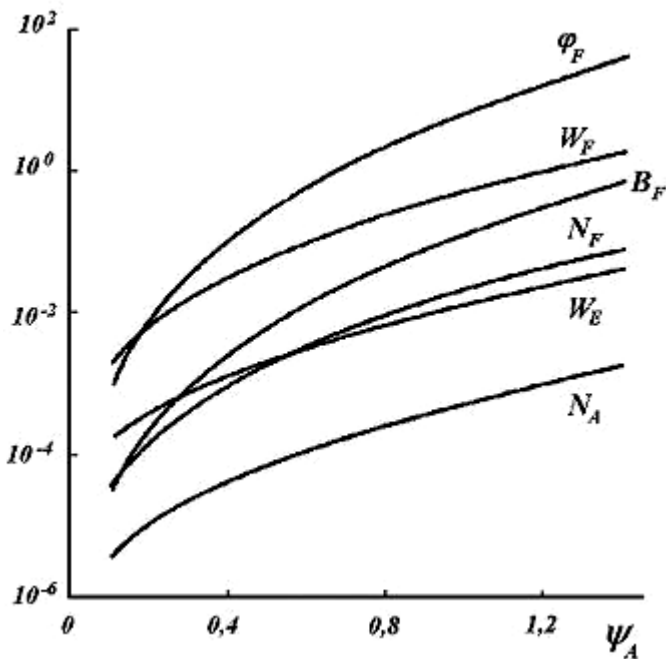


Рис. 5.9. Зависимость от величины скачка потенциала плотности ускоренных ионов, находящихся во фронте ( $N_F$ ), плотности ионов, захваченных в режим ускорения из невозмущенной плазмы ( $N_A$ ), плотности энергии, отбираемой ускоренными ионами от волны ( $W_E$ ), плотности энергии всех ионов, захваченных в скачке потенциала ( $W_F$ ), возмущенных величин потенциала  $j_F$  и магнитного поля  $B_F$  ( $D = 10, C = 10, M_S = 5$ )

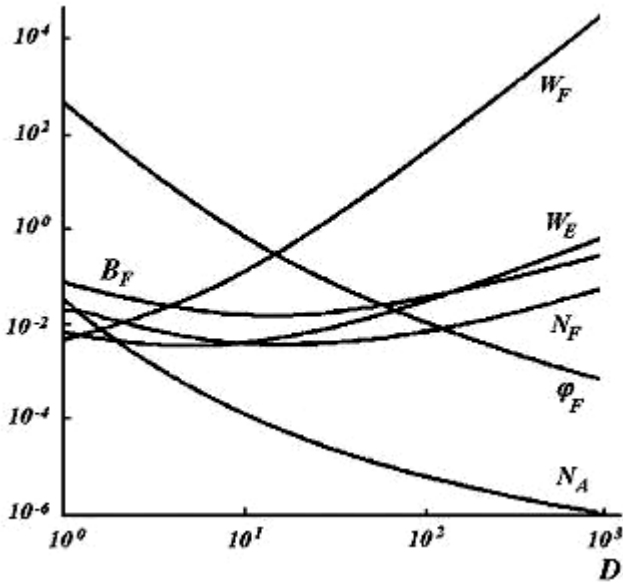


Рис. 5.10. Зависимость от электрического поля в скачке плотности ускоренных ионов, находящихся во фронте ( $N_F$ ), плотности ионов, захваченных в режим ускорения из невозмущенной плазмы ( $N_A$ ), плотности энергии, отбираемой ускоренными ионами от волны ( $W_E$ ), плотности энергии всех ионов, захваченных в скачке потенциала ( $W_F$ ), возмущенных величин потенциала  $j_F$  и магнитного поля  $B_F$  ( $C = 10, \gamma_A = 0,6, M_S = 5$ )

Возмущенное током ускоренных ионов магнитное поле  $B_F$  изменяется также, как и плотность  $N_F$  частиц во фронте. В том, что это действительно так, легко убедиться из соотношений, имеющих место при заданной амплитуде волны:  $B_F \sim en_f E_0 d / B \sim en_f j_A / B$ . Возмущенный потенциал  $\varphi_F$  с увеличением  $E_0$  существенно уменьшается. Относительное число захваченных и однократно отраженных ионов для приведенных параметров  $\gamma_A$  и  $T_i$ , как оказалось, не зависит от  $E_0$ .

**Об ускорении примесных ионов.** Обычно ионная компонента реальной плазмы состоит из ионов различных масс и зарядов, причем по отношению к основным ионам, составляющим преобладающее большинство положительных зарядов, остальные ионы рассматриваются как примесь. В общем случае эти примесные ионы могут также захватываться и ускоряться, поэтому мы рассмотрим задачу о серфотронном ускорении примесных однозарядных ионов, имеющих массу либо больше, либо меньше массы основных ионов.

Будем считать, что макроскопическая структура ударной волны полностью формируется за счет основных ионов и электронов. Амплитуду потенциала будем считать равной энергии набегающих на волну со скоростью  $U$  основных ионов:  $j_A = MU^2 / 2e$ .

Обозначим отношение массы примесного иона к массе основного через  $k$ . Тогда для ионов легких (тяжелых) примесей, набегающих на фронт волны с той же скоростью  $U$ , кинетическая энергия будет в  $k$  раз меньше (больше)  $j_A$ . Из



этих рассуждений следует, что закономерности движения примесных ионов можно описать полученными нами формулами (5.25)-(5.38), в которых необходимо провести перенормировку безразмерных переменных и положить  $j_A$  уменьшенным в  $k$  раз для тяжелых примесей и увеличенным в  $k$  раз для легких. При одинаковой конечной скорости энергия основных и примесных ионов будет различаться в  $k$  раз, в  $k$  раз изменится время и расстояние, пройденное по оси  $Oy$ .

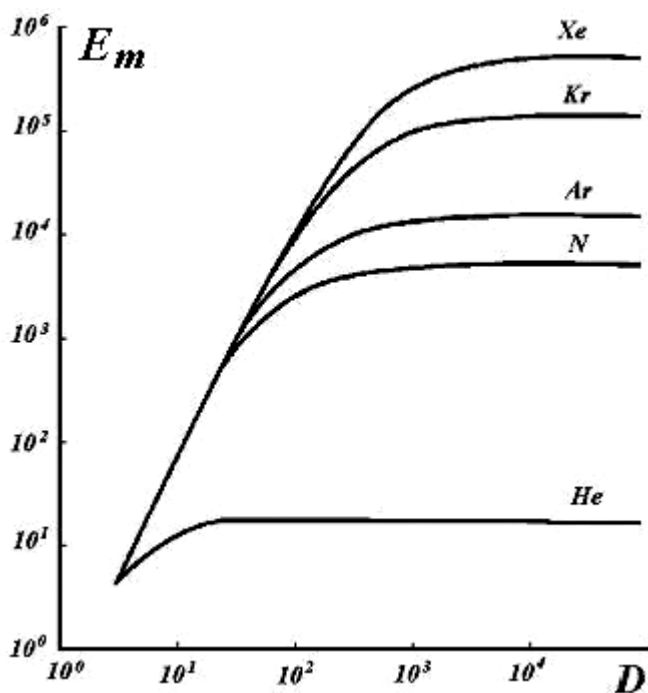


Рис. 5.11. Зависимость от электрического поля в скачке предельной энергии примесных ионов водорода, ускоренных во фронте ударной волны, основные ионы которой тяжелее примесных. В качестве основных ионов рассмотрены ионы ксенона, криптона, аргона, азота и гелия. Амплитуда потенциала ударной волны  $j_A = MU^2/(2e)$ , где  $M$  – масса основного иона. Предельная энергия  $E_m$  нормирована на величину  $M_H U^2/2$ , где  $M_H$  – масса водорода

Вначале рассмотрим случай, когда масса примесных ионов меньше массы основных ионов:  $k < 1$ . На возможность ускорения ионов легкой примеси впервые обращено внимание в работе [126]. Следуя этой работе, будем считать примесные ионы холодными. Нетрудно видеть, что в этом приближении захватываются и ускоряются все ионы примеси. На первый взгляд кажется, что их предельная скорость при этом равна  $v_d$ , но это не так.

Как следует из расчетов, результаты которых приведены на рис. 5.11, конечная скорость захваченных частиц примерно равна  $v_d$ , пока параметр  $D < 1/k$ . При  $D > 1/k$  конечная скорость становится меньше  $v_d$  и при росте  $D$  стремится к некоторому предельному значению, значительно меньшему, чем  $v_d$ . Понять это можно, анализируя результаты расчетов. Дело в том, что при  $D \gg 1/k$  в ходе ускорения настолько возрастает  $x$ -компонента скорости  $\mathbf{v}$ , что «продольная» энергия примесных ионов становится сравнимой с  $e j_A$  что и позволяет частице выйти из режима захвата, преодолев потенциальный барьер и

уходя за фронт раньше, чем  $y$ -компонента скорости достигнет предельного значения  $v_d$ . При  $D < 1/k$  максимальное значение  $v_m$  таково, что «продольная» энергия всегда меньше  $e j_A$ .

Остановимся более подробно на результатах, получаемых при больших значениях параметра  $D$ . Заметим, что предельный переход к бесконечным значениям  $D$  соответствует принятой в [258] модели МЗУВ, в которой скачок потенциала рассматривается как упруго отражающий поршень. Учитывая оценки, полученные в работе [258], а также формулу (5.32), найдем связь между компонентами  $w(t)$  и  $v(t)$  в виде  $w(t) = \text{const} \cdot [v(t)/v(0)]^3$ . В нашем случае  $v(0) = U$  и при больших  $D$  эта формула позволяет оценить по порядку величины асимптотические значения энергии и времени ускорения частиц:  $K_{\text{э}} \sim k^{-3}$ ,  $t_{\text{э}} \sim k^{-3/2}$ . Эти зависимости подтверждаются численными расчетами (рис. 5.11).

Закономерности процесса серфотронного ускорения примесей тяжелых ионов рассмотрены в работе [313], посвященной интерпретации энергетических спектров ионов различных масс и зарядов, измеренных на КА «Вояджер». Однако количество ускоренных частиц при этом не оценено. Полагая температуры основных и примесных ионов одинаковыми, эту оценку можем получить на основе соотношений (5.25)–(5.38). Возьмем, к примеру, водородную плазму, в которой распространяется МЗУВ с потенциалом  $j_A = M_H U^2 / 2e$ , где  $M_H$  – масса водорода. На рис. 5.8 для этого случая стрелками обозначены потенциалы, которые будут «видеть» однозарядные ионы различных примесных газов, а также величины плотностей захваченных, ускоренных и находящихся во фронте примесных ионов. Значение безразмерной плотности, которое соответствует какой-либо стрелке на этих рисунках, нормировано каждое на величину плотности соответствующей примеси в невозмущенной плазме.

Ясно, что предельная скорость ускоренных ионов не зависит от их массы и равна  $v_d$ , предельная же энергия тяжелых ионов будет в  $k$  раз больше основных. В  $k$  раз возрастают все характерные времена и, следовательно, расстояние, пройденное ускоренным ионом вдоль оси  $Oy$ . В реальной плазме при серфотронном ускорении ионов очень часто как раз этот размер (вдоль  $Oy$ ) ограничивает их предельную энергию. Именно этой причиной вполне обоснованно в [313] объясняются максимальные значения энергий ионов различных масс, ускоренных межпланетной ударной волной.

Обсудим условия, при которых справедливы полученные в данной работе результаты. Одно из основных предположений, высказанное при постановке задачи, – постоянство магнитного поля в скачке потенциала вполне оправдано для случая МЗУВ с изомагнитным скачком. По нашему мнению, предположение о постоянстве электрического поля не оказывает особого влияния на конечные результаты.

Очевидно, что все результаты верны до тех пор, пока мало влияние захваченных ионов на структуры фронта. Эффективность такого влияния характеризуется значениями возмущенных величин потенциала  $u_F$  и магнитного поля  $B_F$ . Если принять, что относительные величины менее 10% уже пренебрежимы, то, как видно из расчетов, можно считать, что рассматриваемое влияние уже не существенно для следующих значений параметров:  $u_A < 0,5$ ,  $D > 10$ ,  $C > 3$  ( $T_i < 0,1MU^2/2$ ).

Вообще говоря, несмотря на то, что при некоторых параметрах число ускоренных ионов мало и малы возмущенные величины  $B_F$  и  $u_F$ , остаются еще заметными во фронте величина плотности энергии  $W_E$ , отбираемой резонансными частицами от волны, и плотность энергии  $W_F$  этих частиц во фронте. Это свидетельствует о том, что при количественном описании ударной волны в соотношениях на скачке необходимо учитывать захваченные во фронте ионы. В принципе, ускоренные за счет серфотронного механизма частицы могут играть роль бесстолкновительной диссипации для МЗУВ, аналогично отраженным частицам в ударной волне без магнитного поля [165; 297].

В заключение в сжатом виде приведем полученные в данном разделе основные результаты. На основании простой модели для описания структуры изомагнитного скачка МЗУВ найдены условия, при которых частицы либо захватываются во фронте, либо уходят сразу за фронт, т.е. становятся пролетными.

Выяснено, что большая часть захваченных частиц – однократно отраженные. Для максвелловской функции распределения ионов невозмущенной плазмы найдено полное число пролетных захваченных, отраженных однократно, а также число ионов ускоренных в заданном интервале энергий.

Оценена энергия, отбираемая ускоренными ионами от волны. Для числа ускоренных, однократно отраженных ионов, плотности энергии ускоренных ионов, находящихся во фронте, для созданных этим частицам возмущенного

потенциала и магнитного поля, найдены зависимости от величины скачка потенциала, от электрического поля во фронте, от температуры ионов невозмущенной плазмы. Определена функция распределения ускоренных ионов.

Затронута проблема серфотронного ускорения во фронте МЗУВ однорядных ионов примесей разных масс. Для легких примесей ионов, имеющих нулевую температуру, найдены зависимости предельной энергии от параметра  $D$ . Для случая, когда в невозмущенной плазме имеются только тяжелые ионы примесей, найдена доля ионов каждой примеси, которая будет захвачена и ускорена. Обсуждены условия применимости и найдена область изменения параметров задачи, при которых справедливы результаты проведенных расчетов.

**Оценки энергии протонов, ускоренных во МЗУВ на Солнце и других звездах.** В этом разделе сначала приведем количественные оценки интересующих нас величин для МЗУВ с изомагнитным скачком, распространяющихся в хромосферной плазме Солнца. Прежде всего попытаемся найти зависимость от параметров задачи максимальной энергии ускоренных ионов  $K_m$ . В проведенных выше расчетах подтвержден полученный многими авторами вывод о том, что величина  $K_m$  пропорциональна  $E_0^2$  (или  $D^2$ ). В большинстве работ, где рассматривается проблема ускорения ионов, захваченных во фронте МЗУВ, фигурирует оценка, которую с помощью параметра  $D$  можно записать в виде  $K_m \sim 0,5MU^2D^2$ , где максимальное значение  $D^2$  равно отношению масс иона и электрона:  $D^2 = M/m$ . Легко видеть, что значение параметра  $D^2$  равно  $M/m$  для докритической МЗУВ ( $M_A < 2$ ), в которой для ширины скачка потенциала взят минимальный размер  $d = c/w_{pe}$ , а для амплитуды потенциала использовано максимальное значение  $j_A = MU^2/2e$ .

Мы обобщим выражение для величины предельной энергии в холодной плазме, записав его в таком виде:  $K_m = 0,5Mv_A^2 \times u_A \times M_A^2 \times D^2$ , в котором величина потенциала  $u_A = 2ej_A/MU^2 \ll 1$  является функцией числа Маха  $M_A$ .

Как следует из теоретических работ [165; 258; 309; 311], в которых используются решения для солитона, расчетов [327] и на основании экспериментальных данных [168; 236] для МЗУВ, с увеличением числа  $M_A$  величина  $u_A$  уменьшается незначительно, а для произведения величин  $u_A$  и  $M_A^2$  можно считать выполненным соотношение, справедливое для докритической МЗУВ:

$u_A M_A^2 \gg M_A$ . Это обстоятельство позволяет упростить обобщенную формулу для  $K_m$ :  $K_m = 0,5 M v_A^2 M_A D^2$ .

Теперь оценим максимальные значения, которые может принимать величина  $D$ . Возьмем в качестве типичного значения размер изомагнитного скачка потенциала МЗУВ, равной 20 дебаевским радиусам [235; 236]. Это даст изменение величины  $D$  по сравнению с максимально возможным значением для параметров фронта магнитозвукового солитона  $D = \sqrt{M/m}$  на множитель  $0,05 c/v_{Te}$ , зависящий от температуры  $T_e$  электронов в плазме. Видно, что при  $T_e < 1000$  эВ значение приведенного множителя больше единицы, в частности для температуры  $T_e = 1$  эВ величина его равна 30, а для  $T_e = 100$  эВ – равна 3 (интервал  $1 \div 100$  эВ типичен для космической и лабораторной плазмы). Таким образом, для МЗУВ с изомагнитным скачком в водородной плазме с типичным значением температуры электронов  $T_e = 1$  эВ максимальная величина  $D$  может иметь значение  $D = 1000$  (напомним, что для магнитозвукового солитона  $D_{max} \gg 40$ ).

Итак, все сказанное выше можно резюмировать следующим образом: при  $M_A > 3$  для МЗУВ с изомагнитным скачком во фронте МЗУВ на Солнце предельная энергия  $K_m$  растет примерно пропорционально  $M_A D^2$ , а множитель  $D^2$  может быть порядка  $(1 \div 1000) M/m$ .

Очевидно, что приведенная выше оценка для  $K_m$  годится только для нерелятивистских энергий. Выше мы показали, что за счет серфотронного механизма принципиально возможно ускорение частиц до релятивистских энергий. Действительно, в рассматриваемом случае с увеличением параметра  $D$  и скорости волны может возникнуть ситуация, когда амплитуда электрического поля  $E_0$  в изомагнитном скачке МЗУВ по величине может превысить величину магнитного поля  $B$ . В этом случае предельная скорость захваченных ионов будет стремиться к скорости света и теоретически возможно ускорение их за счет серфотронного механизма до неограниченной энергии.

Оценим отношение  $E_0/B$  для ударной волны в хромосферной плазме Солнца. В модели с линейно нарастающим электрическим полем в изомагнитном скачке имеем  $E_0 = 2j_A/d$ . Предполагая, что характеристики МЗУВ в лабораторной и хромосферной плазме подобны, возьмем значения характерных параметров для типичной ударной волны, наблюдаемой в лабораторных экспериментах [17; 168; 236]  $M_A = 5$ ,  $d \gg 50 v_{Te}/w_{pe}$ ,  $j_A \ll MU^2/(2e)$ . Из этого набора

данных для оценки отношения  $E_0/B$  в водородной плазме получим  $E_0/B \gg 10^2 \chi(w_{ci}/w_{pi})(c/v_{Te})$ .

Из приведенного соотношения для плазменных параметров хромосферы получим  $E_0/B > 1$ . С другой стороны, если взять максимальное значение  $D = 1000$ , то отношение  $E_0/B$  больше единицы, если  $U > 3 \times 10^7$  см/с. Такие параметры вполне реальны для случая МЗУВ с изомагнитным скачком в хромосферной плазме и, следовательно, здесь возможно ускорение небольшой группы захваченных ионов до релятивистских энергий.

Для получения необходимых нам оценок в релятивистском случае воспользуемся формулами (5.3), (5.5), откуда получим соотношения для кинетической энергии иона  $K(t) = Mc^2(\sqrt{1+(w_c Ut/c)^2} - 1)$  и скорости движения ионов

вдоль фронта  $v_y = \frac{w_c Ut}{\sqrt{1+(w_c Ut/c)^2}}$ . Эти формулы получены при условиях:

1)  $U \ll c$ , 2)  $D^2 \gg 1$ . Из формулы для  $K(t)$  следует, что кинетическая энергия захваченных во фронте волны ионов ограничивается временем ускорения. Очевидно, что в условиях хромосферы за максимальное время можно взять время пересечения ударной волной области порядка размеров хромосферы. В качестве максимально возможного размера возьмем величину порядка  $L_m \sim 10^9$  см.

Выберем в качестве характерного времени ускорения, за которое, как видно из формулы для  $K(t)$ , энергия иона примет значение порядка энергии покоя иона (для водорода  $\sim 1$  ГэВ), величину порядка  $t_a \sim c/(Uw_{ci})$ . Проверим, возможно ли ускорение ионов водорода до таких энергий в условиях хромосферы. Расстояние, которое пробежит ударная волна за рассматриваемый промежуток времени,  $x \sim Ut_a = c/w_{ci}$ . В хромосфере  $w_{ci} \sim 10^4, 10^5$  с<sup>-1</sup>, следовательно,  $x \sim 10^5, 10^6$  см, т.е.  $x \ll L_m$ .

Поперечный размер, необходимый для ускорения иона за это же время, определим из соотношения  $y = \int_0^t a v_y dt$ , из которого получим  $y \sim (c/U)(c/w_{ci})$ .

Таким образом, необходимый поперечный размер оказывается в  $c/U$  раз больше «продольного» расстояния, пройденного ударной волной,  $y \sim (c/U)x$ . Подставляя в формулу для  $y$  типичные значения параметров плазмы хромосферы  $U \sim 10^8$  см/с,  $w_{ci} \sim 10^4, 10^5$  с<sup>-1</sup>, получим оценку на необходимый поперечный размер  $y \sim 10^8, 10^9$  см, т.е.  $y > L_m$ . Итак, в изомагнитном скачке МЗУВ, распро-

страняющейся в хромосфере, ускорение ионов водорода до энергий порядка 1 ГэВ вполне реально.

Обратим внимание на то, что за выбранный нами промежуток времени  $t_a \sim c/(Uw_{ci})$  расстояние, которое пробегает ударная волна,  $x \sim c/w_{ci}$  не зависит от скорости волны, а поперечный размер, как и время ускорения, уменьшается с ростом  $U$  и для релятивистской ударной волны  $U \rightarrow c$  поперечный размер может стать меньше продольного. Напомним, продольный размер существенно меньше  $L_m$ . Время ускорения ионов водорода до энергии  $\sim 1$  ГэВ оказывается порядка  $1/w_{ci}$ . Таким образом, для релятивистской ударной волны при характерном продольном размере порядка  $L_m \sim 10^9$  см возможно ускорение ионов водорода в ударной волне с изомагнитным скачком до нескольких десятков ГэВ.

Здесь будет уместным привести для сравнения характерные значения величин, получаемых в МЗУВ без изомагнитного скачка, для типичных параметров которых, как правило,  $E_0 < B$ . Как уже отмечалось выше, в квазипоперечной МЗУВ предельная энергия ускоренных во фронте ионов  $K_m \sim MU^2(M/m)$ , при этом время ускорения до предельной скорости  $t_a \sim \sqrt{M/m}/w_{ci}$ , а отношение поперечного размера к продольному  $\sqrt{M/m}$ .

Из приведенных соотношений видно, что предельную энергию  $\sim 1$  ГэВ можно получить только для быстрых МЗУВ  $U \gg 10^9$  см/с (так это сделано в работе [336]). Однако для использования таких значений скорости нет никаких оснований. Дело в том, что в этом случае для обычной МЗУВ (без изомагнитного скачка) возникает неразрешимое противоречие: с одной стороны, для ширины фронта необходимо взять его минимальное значение, которое имеет место для магнитозвукового солитона ( $M_A < 2$ ), т.е. для медленной МЗУВ; с другой стороны, для получения больших энергий надо рассматривать быстрые МЗУВ ( $M_A > 3$ ), но для них, как это отмечено выше, ширина фронта, если не учитывать ИС, оказывается гораздо больше, чем для солитона.

Таким образом, если для МЗУВ без ИС брать типичное значение для скорости ударной волны  $U \sim 10^8$  см/с, то даже если позволяют поперечные размеры области распространения МЗУВ, энергия больше, чем 10 МэВ, для протонов не получается, как это следует из оценок [258]. В хромосфере для сильной МЗУВ с изомагнитным скачком, как показано выше, ускорение захваченных во фронте волны протонов до энергии 1 ГэВ вполне реально при типичных условиях на

Солнце без привлечения каких-либо специальных режимов или экстремальных параметров.

Хотя мы здесь рассмотрели приложение полученных оценок для магнитозвуковых ударных волн с изомагнитным скачком, распространяющихся в условиях хромосферы, эти оценки годятся также для определения энергии ионов, ускоренных во фронте подобных ударных волн, распространяющихся в других ситуациях (например, в межпланетных МЗУВ и т.п.).

Оценим энергии, которые могут получить частицы, ускоряемые за счет серфинга в межпланетных ударных волнах, распространяющихся в пределах солнечной системы. Для нерелятивистских ударных волн можно использовать формулу  $e \gg qE_y u \gg qbB_0 u$ . Подставляя в эту формулу  $b = U/c \sim 10^{-2}$ , значение для величины магнитного поля  $B_0 \sim 10^{-5}$  Гс и размер  $u \sim 10^{14}, 10^{15}$  см ( $10 \div 100$  а.е.), получим  $e \sim 10^9, 10^{10}$  эВ. Таким образом, в межпланетных ударных волнах, возбуждаемых солнечными вспышками, так же как и в солнечной хромосфере, частицы могут ускориться до энергий порядка десятков ГэВ/нуклон.

На основании проведенных исследований серфинга в МЗУВ приходим к следующим заключениям.

1. Принципиальный вывод состоит в том, что в МЗУВ с изомагнитным скачком, распространяющейся в космической плазме, теоретически возможно ускорение захваченных волной ионов до релятивистских и ультрарелятивистских энергий.

2. Показана высокая эффективность серфотронного ускорения ионов в МЗУВ с изомагнитным скачком для  $M_A > 3$ . Найдено, что в этом случае предельная энергия ускоренных ионов превышает на один–три порядка известные до сих пор предельно возможные значения энергии, полученные для докритической ( $M_A < 3$ ) магнитозвуковой ударной волны [258; 309-312; 314; 315]. Величина превышения определяется пространственным масштабом скачка потенциала, температурой электронов и числом Маха.

Вообще говоря, вполне реален случай, когда величина электрического поля в изомагнитном скачке МЗУВ может превысить величину магнитного поля и, таким образом, при серфотронном ускорении в скачке теоретически возможно получение захваченными ионами неограниченной энергии.



3. Полученные результаты в качестве ориентировочных оценок можно использовать для реальных магнитозвуковых волн с произвольными числами Маха, в которых структура фронта может быть весьма сложной, где может быть как скачок потенциала, так и скачок магнитного поля.

4. В гелиосфере вполне реально ускорение протонов в МЗУВ с изомагнитным скачком до энергий порядка  $1 \div 10$  ГэВ. Установлено, что основной причиной, ограничивающей предельную энергию ионов водорода, ускоренных рассмотренным механизмом на Солнце, является конечность размеров области, в которой распространяются ударные волны.

**Косая МЗУВ.** Перейдем к исследованию процесса серфинга во фронте МЗУВ, когда угол  $\alpha$  отличается от прямого угла, а поток плазмы, налетающей на фронт, движется перпендикулярно фронту. В этом случае движение захваченного волной иона становится трехмерным, а уравнения (5.20), (5.21) приобретают вид:  $d\mathbf{w}/dt = w_{ci}(U - \mathbf{v})\text{Sin}\alpha + w_{ci}\mathbf{v}_z\text{Cos}\alpha$ ,  $d\mathbf{v}_z/dt = -w_{ci}\mathbf{w}\text{Cos}\alpha$ . Будем рассматривать только те частицы, которые в системе волны первоначально входят во фронт с начальной величиной компоненты  $\mathbf{v}_0$ , близкой к нулевой. Такие частицы назовем идеально захваченными. Для идеально захваченных частиц в первом уравнении можно пренебречь величиной  $\mathbf{v}$  по сравнению с  $U$ . Таким образом, полагая  $\mathbf{v} = 0$ , эти уравнения можно проинтегрировать, в результате чего получим:  $\mathbf{w} = Ut\text{Sin}\alpha + z\text{Cos}\alpha$ ,  $\mathbf{v}_z = -w_{ci}y\text{Cos}\alpha$ . Здесь мы положили  $\mathbf{w} = \mathbf{v}_z = 0$  при  $t = 0$ . Эти уравнения имеют аналитические решения (здесь и ниже мы полагаем, что  $\alpha \neq p/2$ ):

$$\mathbf{w} = U \text{tg}\alpha \text{Sin } \tau_1, \quad (5.51)$$

$$\mathbf{v}_z = U \text{tg}\alpha (\text{Cos } \tau_1 - 1), \quad (5.52)$$

где  $\tau_1 = tw_{ci} \text{Cos}\alpha$ . С помощью уравнений (5.51), (5.52) получим соотношение для кинетической энергии иона:

$$E_K = MU^2(\mathbf{w}^2 + \mathbf{v}_z^2)/2 = mU^2(\text{tg } \alpha)^2(1 - \text{Cos } \tau_1). \quad (5.53)$$

Наша основная задача – выяснить, как ведет себя предельная энергия идеально захваченного иона в зависимости от угла  $\alpha$ . Как показывает анализ уравнений (5.19)–(5.21) случаи  $\alpha < p/2$  и  $\alpha > p/2$  отличаются тем, что в первом варианте ионы по оси  $Oz$  движутся в отрицательном направлении, а во втором варианте – в положительном, а закономерности движения по всем осям симметричны относительно угла  $\alpha = p/2$ . Учитывая это, рассмотрим закономерности движения ионов в интервале углов  $p/2 > \alpha > 0$ . Случай косой МЗУВ интересен тем, что предельные энергии в некотором диапазоне углов могут превышать значения, полученные для строго поперечной МЗУВ. Это иллюстрирует рис. 5.12, где показано поведение величины предельной энергии ионов, ускоренных в окрестности фронта косой ударной волны, когда угол  $\alpha$  уменьшается, начиная от  $p/2$  (напомним, что зависимость всех величин, в том числе и энергии, симметрична относительно угла  $\alpha = p/2$ ). Видно, что при уменьшении угла энергия вначале растет. На этом этапе вышедшие из захвата ускоренные

ионы уходят за фронт волны. При дальнейшем уменьшении угла, вблизи некоторого критического угла  $\alpha_k$ , величина энергии быстро возрастает до некоторого максимума, после чего начинает падать, в полном согласии с соотношением  $E_{km} \sim (\operatorname{tg} \alpha)^2$ .

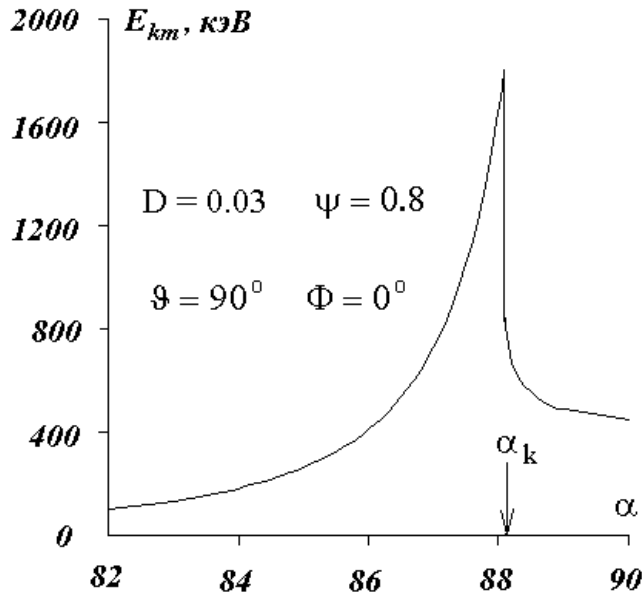


Рис. 5.12. Зависимость предельной энергии  $E_{km}$  от угла  $\alpha$

Как показывают расчеты, при  $\alpha < \alpha_k$  условия выхода ионов из процесса ускорения кардинально меняются: выходя из захвата, частицы уходят в область перед фронтом ( $x < 0$ ). Эти выводы следуют и из рис. 5.13, 5.14.

Для углов  $\alpha > \alpha_k$  (сплошная линия) и

$\alpha < \alpha_k$  (штриховая линия), лежащих в ближайшей окрестности угла  $\alpha_k$ , на рис. 5.13 показаны траектории иона, совершающего осцилляции во фронте, а на рис. 5.14 показана зависимость от времени величин  $w$ ,  $v_z$ . Обратим внимание на то, что штриховая и сплошная кривые на рис. 5.13 и 5.14 практически совпадают, т.е. в течение времени захвата и ускорения частицы при  $\alpha > \alpha_k$  (сплошная линия) частицы так и при  $\alpha < \alpha_k$  (штриховая линия) движутся по одинаковым траекториям. В случае  $\alpha < \alpha_k$  ион выходит из захвата в момент времени, когда компонента скорости  $w$ , которая до этого была все время положительной, переходит через нуль и становится отрицательной. Из (5.51), полагая  $w = 0$ , получим оценку времени ускорения при  $\alpha < \alpha_k$ :  $t \approx w_{ci} \times p / \cos \alpha$ . В случае  $\alpha > \alpha_k$  частица уходит за фронт волны в момент времени, близкий к величине  $w_{ci} \times Ec / (BU)$ . Как это следует из расчетов (рис. 5.13, 5.14) при  $\alpha < \alpha_k$  время ускорения возрастает по сравнению со случаем  $\alpha > \alpha_k$  примерно вдвое за счет чего и происходит резкий скачок энергии при прохождении критического угла в процессе изменения  $\alpha$ . При  $\alpha < \alpha_k$ , пока  $w > 0$ , зависимости величин  $w$ ,  $v_z$  и  $E_K$  от времени описываются формулами

(5.51)–(5.53), а для  $t > w_{ci} p / \text{Cos } \alpha$ , когда скорость  $w$  становится отрицательной, на частицу перед фронтом ( $x < 0, D = 0$ ) согласно уравнению (5.19) действует сила, отталкивающая ее от фронта и она, выйдя из захвата, перестает ускоряться и остается перед фронтом, медленно удаляясь от него (см. рис. 5.13). Энергия иона в этот момент максимально возможная, определяется величиной компоненты  $v_z$  и выражается формулой (5.53) при  $\tau_1 \approx p$ :  $E_{Km} = 2 (b \times tg \alpha)^2$ . Отсюда следует, что при  $\alpha < \alpha_k$  предельная энергия  $E_{Km}$  в косой МЗУВ не зависит от параметра  $D$ , а зависит только от скорости волны  $U$  и угла  $\alpha$ .

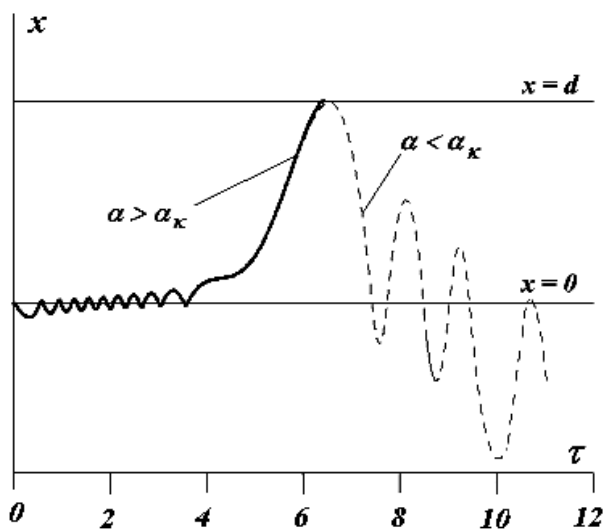


Рис. 5.13. Траектории захваченного иона для углов  $\alpha > \alpha_k$  (сплошная кривая) и для  $\alpha < \alpha_k$  (штриховая кривая).

$$D = 0,006, \quad b = 0,001$$

Величину критического угла  $\alpha_k$  можно оценить из следующих соображений. Принимая во внимание, что, с одной стороны, время ускорения, как следует из расчетов (см. рис. 5.13), примерно равно  $t \approx w_{ci} 2D/b$ , с другой стороны,  $t \approx p w_{ci} / \text{Cos } \alpha_k$ , можно найти соотношение  $\text{Cos } \alpha_k \approx pU/(2cD)$ , которое дает величины  $\alpha_k$ , удовлетворительно согласующиеся с полученными в расчетах.

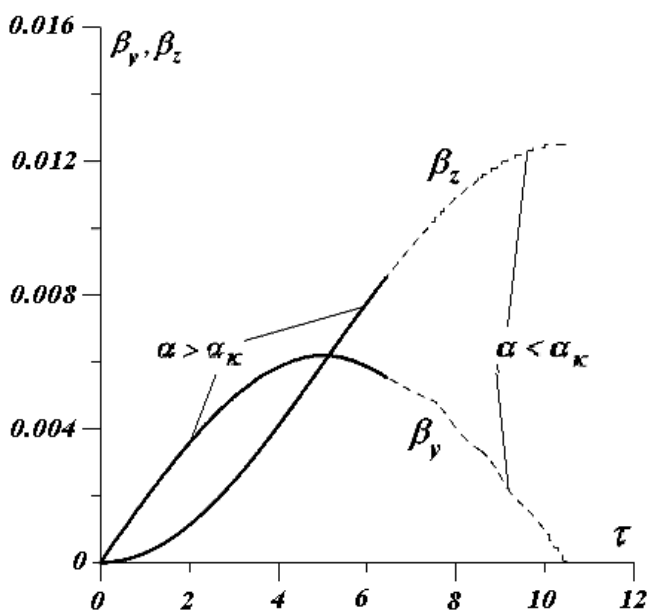


Рис. 5.14. Зависимость компонент скорости  $b_y$  и  $b_z$  от времени для углов  $\alpha > \alpha_k$  (сплошная кривая) и для  $\alpha < \alpha_k$  (штриховая кривая).

$$D = 0,006, \quad b = 0,001$$

Таким образом, в косой МЗУВ, в отличие от строго перпендикулярной,

мы наблюдаем два варианта прекращения ускорения ионов: 1) при углах  $\alpha > \alpha_K$ , близких к  $\alpha = p/2$ , ионы, выходя из захвата, попадают за фронт волны, 2) при углах  $\alpha < \alpha_K$ , вышедшие из захвата ионы, попадают в зону перед фронтом. В варианте 1 предельная энергия больше, чем при  $\alpha = p/2$ , за счет того, что кроме возрастания в процессе ускорения компоненты скорости  $w$ , как это происходит и при  $\alpha = p/2$ , здесь еще увеличивается компонента  $v_z$ . Обратим еще раз внимание на то, что в варианте 1 ускоренные во фронте частицы в конце концов выходят из захвата и уносят вместе с собой за фронт волны всю приобретенную энергию, причем все ускоренные частицы движутся в плоскости  $xOy$ , т.е. под прямым углом к магнитному полю. В варианте 2 предельная энергия, в отличие от варианта 1, уносится ускоренными частицами в область перед фронтом, а весь поток ускоренных ионов движется по оси  $Oz$ . Таким образом, при углах  $\alpha$ , близких к  $\alpha = p/2$  (фактически при  $60^\circ < \alpha < 120^\circ$ ) в косоугольной МЗУВ за счет серфинга ионы могут ускориться до энергии, по порядку величины сравнимой с предельной энергией, которую ионы приобретают в строго перпендикулярной МЗУВ. При этом ускорение происходит в направлениях как в параллельном, так и в перпендикулярном к вектору магнитного поля, а ускоренные ионы могут находиться как перед фронтом волны, так и за фронтом.

*МЗУВ с произвольными значениями углов  $\alpha$ ,  $\Phi$  и  $J$ .* Сразу отметим, что данный раздел имеет прямое отношение к околосредней УВ. Полагая, что угол  $\alpha$  не очень сильно отличается от  $p/2$ , мы исследуем зависимость предельной энергии от углов  $\Phi$  и  $J$ , которые определяют направление вектора скорости потока относительно плоскости фронта. Будем полагать, что эти углы изменяются в диапазонах:  $-p/2 \leq \Phi \leq p/2$  и  $0 \leq J \leq p$ . Для углов, лежащих за пределами этих диапазонов, скорость потока плазмы будет направлена от фронта, что физически не имеет смысла. На рис. 5.15 приведена зависимость предельной энергии от углов  $\Phi$  и  $J$  для нескольких значений угла  $\alpha$ . Как видно из этого рисунка, для углов  $\alpha$ , близких к  $p/2$ , зависимость энергии от угла  $\Phi$  симметрична относительно угла  $\Phi = 0$  и асимметрична относительно угла  $J$ , а при уменьшении угла  $\alpha$  ( $\alpha = 75^\circ$  и  $\alpha = 60^\circ$ ), максимум энергии смещается в сторону отрицательных углов  $\Phi$  и зависимость энергии становится симметричной относи-

тельно угла  $J$ . Самый примечательный факт, следующий из рис. 5.15, состоит в том, что мы наблюдаем ускорение ионов даже в тех случаях, когда вектор скорости потока, падающего на фронт УВ, почти параллелен фронту или магнитному полю.

Таким образом, ускорение ионов при серфинге имеет место, как при прямом, так и при наклонном падении потока плазмы на фронт, а эффективность серфотронного ускорения остается достаточно высокой для значений углов:  $p/3 < \alpha < 2p/3, -p/2 < \Phi < p/2, 80^\circ < J < 180^\circ$ .

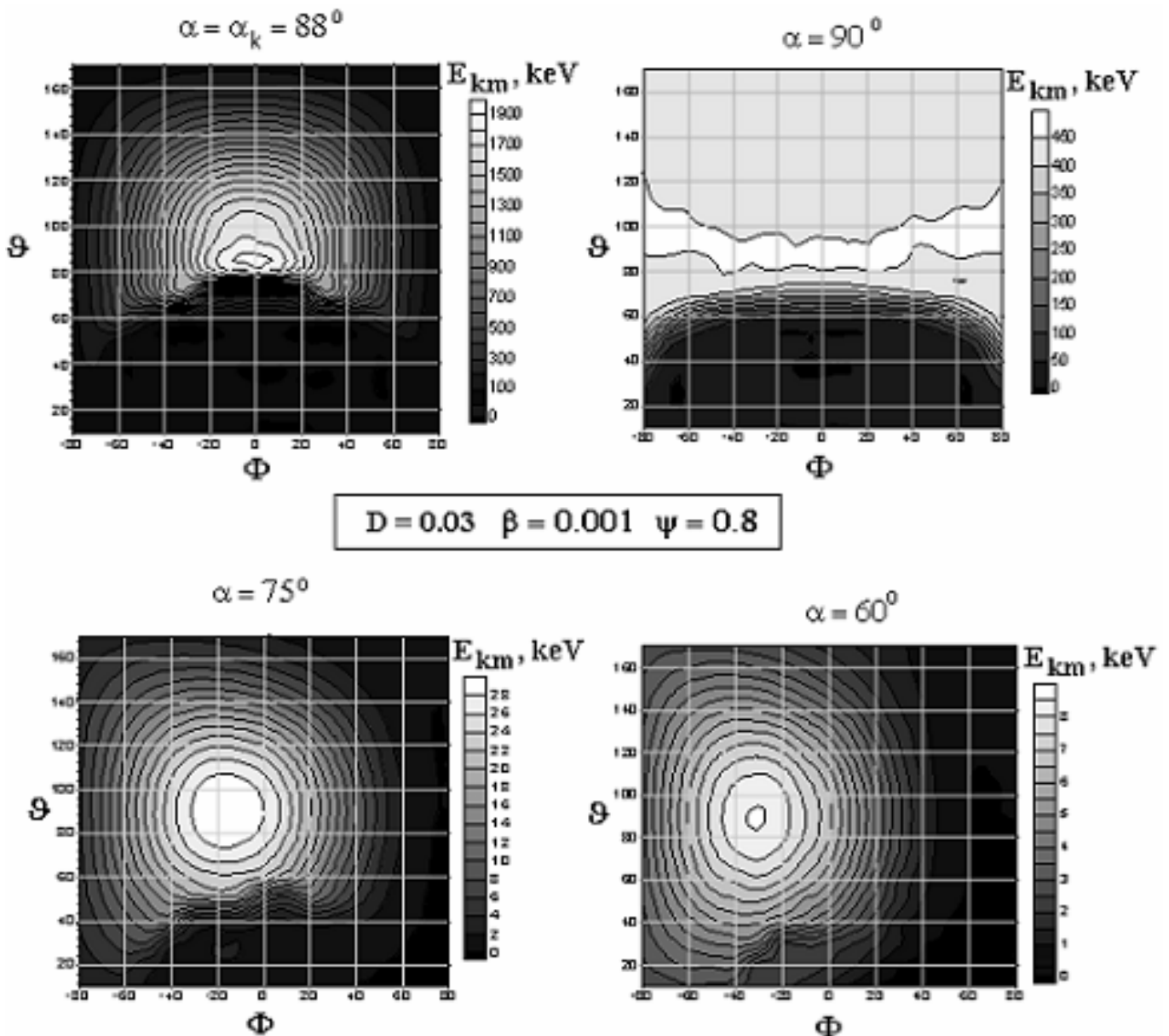


Рис. 5.15. Зависимость предельной энергии от углов наклона к плоскости ударного фронта вектора скорости СВ ( $\Phi, J$ ) для 4-х фиксированных значений угла наклона вектора ММП ( $\alpha$ )

**Обсуждение.** Экспериментально эффект захвата ионов и их серфотронного ускорения вдоль фронта поперечной МЗУВ был обнаружен на установке «УН-Феникс» и описан в работе [17; 18]. Условия захвата частиц определены в работе [112]. Эксперименты в цилиндрической геометрии проводились в диапазоне чисел Маха:  $1,6 \leq M_A \leq 6,1$  (концентрация начальной плазмы  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \div 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , направленное по оси плазменного цилиндра начальное магнитное поле  $B_z = 150 \div 400 \text{ Гс}$ ). При этом величина  $\psi$  изменялась от 0,25 ( $M_A \approx 6$ ) до 0,75 ( $M_A \approx 2$ ), значение  $D = E_r / B_z$  ( $E_r$  – радиальное электрическое поле во фронте волны) изменялось от  $2 \cdot 10^{-4}$  ( $M_A \approx 6$ ) до  $6 \cdot 10^{-3}$  ( $M_A \approx 2$ ). Ионы, движущиеся вдоль фронта МЗУВ, имели непрерывный спектр с максимальными энергиями до 1,5 кэВ, что в единицах  $E_{Km} = MD^2/2$ , полагая, что ионы ускоряются в процессе серфинга, дает величины в диапазоне  $(0,3 \div 0,9)E_{Km}$ .

Количественные оценки по серфотронному ускорению ионов в плазме солнечной хромосферы были сделаны в работе [128]. Для поперечной МЗУВ с изомагнитным скачком при  $M_A = 5$ ,  $\psi = 1$  условие неограниченного ускорения выполняется при  $D > 10$ , что на размере хромосферы ( $10^7 \text{ м}$ ) дает предельные энергии около 1 ГэВ.

Для околоземной ударной волны традиционно считается, что серфинг «работает» только в той малой части ударного фронта, где вектор магнитного поля плазмы солнечного ветра (СВ) и нормаль к фронту строго перпендикулярны. Однако мы показали, что на самом деле серфотронное ускорение эффективно и в случае, когда векторы и магнитного поля и скорости падающего на фронт потока наклонены к плоскости фронта. Как раз заметный наклон этих векторов к плоскости фронта характерен для большей части околоземной ударной волны.

Как видно из рис. 5.15, для типичных параметров околоземной ударной волны, которые указаны на рисунке, протоны СВ в ударном фронте околоземной МЗУВ могут ускориться до энергий порядка 1 МэВ, а в интервале углов  $p/3 < \alpha < 2p/3$ ,  $-p/2 < \Phi < p/2$ ,  $80^\circ < J < 180^\circ$  энергия протонов не опускается ниже 10 кэВ. Основное ускорение протонов происходит в окрестности некоторой линии, лежащей на внешней поверхности ударного фронта, вдоль которой ММП касается этой поверхности. Часть ускоренных во фронте высокоэнергичных протонов (до 1 МэВ) остаются внутри переходного слоя, откуда

они могут проникнуть в магнитосферу, где они могут захватываться в радиационные пояса, или попасть в область каспа. Другая, большая часть энергичных протонов, уходит от рассматриваемой точки касания в разные стороны, двигаясь параллельно силовым линиям ММП перед фронтом МЗУВ.

Таким образом, задача о серфотронном ускорении решена для произвольных углов между ММП, скоростью СВ и нормалью к плоскости МЗУВ. Основные выводы, следующие из решений:

1. Серфинг эффективен как при прямом, так и наклонном падении потока плазмы на фронт.

2. Выход ускоренных ионов наблюдается как за фронт МЗУВ, так и в область перед фронтом ударной волны.

3. Ускорение происходит по направлению как параллельному, так и перпендикулярному к ММП. Наиболее эффективно набор энергии идет в диапазоне углов  $60^\circ \leq \alpha_{Bn} \leq 120^\circ$ .

4. В результате серфотронного механизма ускорения ионы получают энергии, величины которых сравнимы с наблюдаемыми в ударных волнах в гелиосферной плазме.



### 5.3. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме

Выше мы рассмотрели процесс серфотронного ускорения частиц в нелинейных ленгмюровских волнах и в магнитозвуковых ударных волнах. В процессе исследований были получены оценки для энергии, которые могут набрать частицы при серфинге в мощных плазменных волнах, возбуждаемых в лабораторной плазме и в МЗУВ, распространяющихся в плазме хромосферы Солнца, в межпланетных и околоземной МЗУВ. В этом разделе мы подробно остановимся на проблеме происхождения космических лучей в плазме Галактики и выясним, какие возможности дает серфинг для решения этой проблемы.

В теории происхождения космических лучей (КЛ) один из основных вопросов, требующий первостепенного решения, – это: «Каков механизм ускорения заряженных частиц, входящих в состав КЛ?» Как отмечено в монографиях [54; 87], наиболее изученные процессы ускорения можно свести к двум типам: (I) – за счет индукционного электрического поля, возникающего при изменении во времени магнитного поля, (II) – ускорение частиц при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля. Однако эти механизмы могут обеспечить набор энергии заряженными частицами только до величин  $\sim 10^{12}$  эВ/нуклон [45; 96], а для того, чтобы объяснить наличие в энергетическом спектре КЛ больших энергий, требуется поиск новых ускорительных процессов. В настоящее время достаточно хорошо разработана и широко используется модель происхождения КЛ, основанная на механизме ускорения Ферми первого рода, который относится ко второму типу ускорения, упомянутого выше. Основа этой модели была заложена в работах [45; 203], в которых механизм Ферми был предложен для ускорения частиц, находящихся в окрестности фронта бесстолкновительных ударных волн. В связи с идеей о том, что основную долю наблюдаемых КЛ генерируют вспышки Сверхновых, эта модель получила наиболее плодотворное развитие в работах Е.Г. Бережко и др. [44; 46- 49], где подробно рассматриваются процессы ускорения КЛ в остатках Сверхновых. В недавних работах [50; 51; 158] приведены результаты использования этого механизма для нахождения спектра ускоренных частиц в УВ в гелиосфере.

Сделаем несколько замечаний по поводу применимости механизма стохастического ускорения Ферми первого рода для регистрируемых в окрестно-

сти ударных волн энергичных ионов. Время ускорения Ферми – процесса многократного возвратно-поступательного движения между ударной волной и областью колебаний перед фронтом МЗУВ – составляет не менее нескольких гиropериодов, поэтому при обсуждении причин ускорения ионов в МЗУВ, генерируемых в лабораторной плазме, где время ускорения  $t \sim 1/\omega_{ci}$ , механизм Ферми не применим.

Компонента «отраженных» ионов в foreshock-области как результат Ферми-ускорения не рассматривается никем. В ее присутствии нет колебаний магнитного поля, наблюдаются высокочастотные колебания, что подразумевает иной механизм ускорения. Как было показано нами в разделе 5.2, серфинг обеспечивает наблюдаемые величины энергий «отраженных» протонов для любых значений параметров плазмы СВ.

Для околоземной ударной волны механизм Ферми используется для объяснения граничных энергий и энергетических спектров диффузной ионной компоненты, которая, как уже говорилось, наблюдается одновременно с низкочастотными электромагнитными колебаниями большой амплитуды в foreshock-области. Идеальным условием для работы данной модели ускорения – «магнитного зеркала» при условии, что ширина МЗУВ много меньше длины свободного пробега частицы в зоне турбулентности во фронте ударной волны, – является случай радиального межпланетного магнитного поля, когда направления движения потока СВ и магнитного поля совпадают и  $q_{Bn} = 0^\circ$  (МЗУВ параллельного типа) [259]. Автором данной работы показано, что резонансно ( $n = 0$ ) взаимодействовать с энергичными ионами могут магнитозвуковые волны, что предполагает почти перпендикулярное их распространение. В то же время, наблюдаемые в foreshock-области колебания имеют  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ , что запрещает наиболее эффективный  $n = 0$  резонанс, оставляя возможность взаимодействия только с циклотронными  $n = \pm 1$  модами.

Самосогласованная теория ускорения диффузных ионов, возбуждающих в результате развития потоковой неустойчивости магнитогидродинамические колебания, распространяющиеся параллельно или антипараллельно  $\dot{B}$  с альфвеновской скоростью относительно СВ, в случае, когда ММП и скорость солнечного ветра параллельны, решена в работе [281]. Теория дает количественное согласие с наблюдаемыми свойствами диффузных ионов. Но такая постановка за-

дачи ( $\dot{k} \parallel \dot{B}$ ), как подчеркивают авторы данной работы, исключает из рассмотрения волны сжатия, порождаемые названной неустойчивостью, а это противоречит наблюдениям [376]. Поэтому в работе [281] делается предположение о том, что компрессионная природа магнитозвуковых волн в некоторых случаях может быть несущественной с точки зрения их взаимодействия с диффузными ионами, приводящего к эффективному зеркальному отражению ионов назад к ударной волне посредством рассеяния на углы  $90^\circ$ . Противоречие оставляется в задаче, а эффект рассеяния эвристически вводится в коэффициенты пространственной диффузии.

Предлагается и более сложная последовательность событий, когда отраженные ионы сначала возбуждают магнитозвуковые колебания, которые рассеивают ионы по углам, формируя менее анизотропное промежуточное распределение ионов по скоростям, и уже эти ионы возбуждают альфвеновские колебания, уходящие от МЗУВ и формирующие результирующую диффузную ионную компоненту [282].

Отметим еще два факта, которые говорят о том, что и вблизи околоземной ударной волны работает отличный от ускорения Ферми механизм генерации энергичных ионов.

На КА ISEE, наряду с энергоанализаторами, ориентированными в плоскости эклиптики, были и приборы, луч зрения которых был направлен на юг – перпендикулярно плоскости эклиптики. В работе [259] приводятся данные с этого анализатора, которые сравниваются с одновременно полученными спектрами в плоскости эклиптики. Ионные пучковые (иногда многопучковые) распределения по энергии в перпендикулярном направлении наблюдались при любых спектрах протонов (отраженные, промежуточные и диффузные ионы) в плоскости эклиптики. Поток частиц с энергиями до  $10 MU^2/2$  был, «не упорядоченным в соответствии с дрейфом», как это наблюдается в плоскости эклиптики. Спектры ионов хорошо аппроксимировались конвектирующим максвелловским распределением с температурами от температур СВ (5 эВ) до 80 эВ.

В соответствии с моделью Ферми-ускорения наиболее эффективно процесс идет, когда ММП радиальное (параллельная конфигурация МЗУВ). В работе [339] был выделен трехчасовой период почти радиального магнитного поля ( $q_{Bn} = 15^\circ, 35^\circ$ ), и тестовая ситуация была усилена еще и тем, что в это же

время наблюдались магнитогидродинамические колебания большой амплитуды (0,02–0,05 Гц,  $3 \cdot 10^{-5}$  Гс) и существовала популяция энергичных ( $\geq 50$  кэВ) частиц в СВ. МГД-колебания имели большую некомпессионную составляющую и определялись как альфвеновские. Время наблюдения превышало время ( $\leq 30$  мин), необходимое для Ферми-ускорения ионов до энергий выше 50 кэВ [282]. Однако в течение всего времени наблюдения интенсивность энергичных частиц с энергиями  $E \approx 50$  кэВ не изменялась. Таким образом, в данных условиях ускорение Ферми оказалось неэффективным.

Перспективным и более эффективным, чем механизм ускорения Ферми первого рода, является серфотронный механизм ускорения. Мы рассмотрим процесс серфотронного ускорения заряженных частиц в Галактике в движущихся возмущениях потенциала в замагниченной галактической плазме типа МЗУВ и НПВ. В плазме Галактики к возникновению установившихся НПВ и МЗУВ могут приводить такие аномальные явления, как взрывы сверхновых или новых звезд, бурные процессы на нестационарных звездах, вспышечные процессы на спокойных звездах типа Солнца и другие аналогичные импульсные процессы. Кроме того, движущиеся со скоростью, меньшей скорости света, НПВ могут образоваться либо при трансформации электромагнитной волны в слоях гибридного резонанса [96], либо путем генерации нелинейных плазменных колебаний высокоэнергичной частью спектра КЛ (кильватерная волна), либо при выходе из пульсаров релятивистски сильного магнитодипольного излучения [54; 96].

Рассматриваемый нами серфотронный механизм ускорения имеет место в слабозамагниченной плазме. В Галактике вещество находится в состоянии плазмы как в атмосферах звезд, так и в межзвездной среде [54]. В качестве типичных параметров плазменной атмосферы звезд мы воспользуемся параметрами хромосферы Солнца: плотность  $n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ , температура  $T \sim 10$  эВ, магнитное поле  $B_0 \sim 1$  Гс, а также солнечного ветра (СВ):  $n_0 \sim 10 \text{ см}^{-3}$ ,  $T \sim 10$  эВ, среднее магнитное поле  $B_0 \sim 10^{-4}$  Гс. В галактическом диске и его окрестностях большая часть межзвездного вещества состоит из так называемого горячего газа [54], который представляет собой полностью ионизованную плазму с параметрами: плотность  $n_0 \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ , температура  $T \sim 100$  эВ, магнитное поле  $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$  Гс.

Приведенные в работе [96] для галактической плазмы оценки энергии КЛ, полученные заряженными частицами за счет серфинга в нелинейных плазменных волнах, дают значения  $E \sim 10^{17} \div 10^{21}$  эВ, что свидетельствует о перспективности использования механизма серфотронного ускорения для решения проблемы образования высокоэнергичной части спектра КЛ. Хотя эти оценки внушают определенный оптимизм, однако остаются неясными многие вопросы, касающиеся проблемы серфотронного ускорения КЛ в Галактике. Что играет роль источника КЛ при серфинге? Достаточно ли частиц в источнике для того, чтобы обеспечить наблюдаемое значение концентрации КЛ? Имеется ли различие между ускорением электронов и ионов? Какова роль излучения релятивистских частиц в Галактике при их серфотронном ускорении? Ответам на эти и другие вопросы посвящен данный раздел, в котором использованы материалы статей [129; 131].

Вначале мы выясним условия, при которых наиболее оптимален процесс серфотронного ускорения, и рассмотрим свойства нелинейных волн, в которых заряженные частицы захватываются и ускоряются. Важной характеристикой при ускорении частиц волнами является число захваченных волной частиц, которое мы оценим в различных случаях. Далее рассмотрим возможные причины, которые могут прервать ускорительный процесс, и оценим энергии КЛ, полученных за счет серфинга в Галактике.

***Условия, необходимые для реализации серфотронного ускорения в Галактике.*** Как уже отмечалось, мы ограничимся рассмотрением ускорения заряженных частиц за счет серфинга в НЛВ и в квазипоперечных МЗУВ. В обоих случаях будем считать, что рассматриваемые установившиеся волны являются одномерными. Как мы видели выше, для осуществления длительного («вечно-го») ускорения захваченных волной частиц обязательно выполнение условия  $R \geq 1$  для параметра  $R = E_A / B$ , где  $E_A$  – максимальное значение (амплитуда) электрического поля в волне,  $B$  – величина магнитного поля в системе волны в точке, в которой электрическое поле максимально. Проверим, выполняется ли условие  $R \geq 1$  для продольных плазменных волн большой амплитуды, распространяющихся в галактической плазме. Так как в галактической плазме  $w_{pe}^2 \gg w_{ce}^2$ , пренебрежем влиянием магнитного поля на структуру НЛВ и примем, что частота волны  $w \approx w_{pe}$ . Полагая  $E_A \approx E_m$ , где  $E_m$  – максимальная, тео-

ретиически возможная амплитуда электрического поля установившейся НЛВ, согласно формуле (1.36) равная  $E_m \approx [8pn_0 mc^2(g-1)]^{1/2}$ , нетрудно показать, что интересующий нас параметр  $R$  можно представить в следующем виде  $R \sim w_{pe}(g-1)^{1/2}/(w_{ce}g)$ . Отсюда видно, что необходимое условие  $R > 1$  выполняется, если  $g^2/(g-1)^2 < w_{pe}^2/w_{ce}^2$ . Выражение, стоящее в правой части неравенства, можно записать как  $w_{pe}^2/w_{ce}^2 \approx 4pn_0T/(q_e B^2)$ , где  $q_e = T/mc^2$  – безразмерная температура, нормированная на энергию покоя электрона. Далее, мы предположим, что в галактической плазме давление плазмы и среднего магнитного поля по порядку величины одинаковы:  $n_0T \sim B^2/8p$ . Это предположение считается приемлемым для Галактики [54; 87] и его можно признать в качестве факта для околосолнечной плазмы (хромосфера, корона и солнечный ветер). Учитывая эти соображения, получим:  $w_{ce}^2/w_{pe}^2 \sim q_e \sim v_{Te}^2/c^2 \ll 1$ , где  $v_{Te} = (T/m)^{1/2}$  – тепловая скорость электронов. Теперь условие  $R > 1$ , выраженное через величину  $g$ , можно приближенно представить в удобном для практического использования виде:

$$w_{pe}^2/w_{ce}^2 \sim 1/q_e > g-1 > w_{ce}^2/w_{pe}^2 \sim q_e. \quad (5.54)$$

Температура частиц для околосолнечной плазмы  $T \approx 10$  эВ, для межзвездной плазмы галактического диска  $T \approx 100$  эВ и, следовательно, в галактической плазме параметр  $q_e \approx 2 \cdot (10^{-4} \div 10^{-5})$ , а из соотношения (5.54) для величины  $g$  получим, что ее максимальное значение  $g \approx 5 \cdot (10^3 \div 10^4)$ , а минимальное значение определяется из соотношения  $g-1 \approx 2 \cdot (10^{-4} \div 10^{-5})$ . Таким образом, мы приходим к выводу о том, что для нелинейных плазменных волн существует ограниченный, хотя и достаточно широкий диапазон скоростей волны, в котором возможно длительное по времени (вечное) ускорение захваченных волной частиц. Как видно, этот режим в галактической плазме может реализоваться как для релятивистских, так и для нерелятивистских плазменных волн. Однако, как показано раньше, в релятивистских волнах темп ускорения существенно выше.

Перейдем к рассмотрению условий реализации режима длительного ускорения ядер при серфинге в квазипоперечных МЗУВ. В ламинарной МЗУВ ( $M_A < 3$ ) профили магнитного поля и потенциала примерно совпадают и скачок потенциала в волне  $\varphi_A \approx E_K/e$ , ширина скачка примерно  $d = c/w_{pe}$ . Следовательно, значение амплитуды электрического поля  $E_A \approx MU^2 w_{pe}/(ec) = M_A^2 B^2 / [c(4pn_0 M)^{1/2}]$ . Таким образом, параметр  $R = E_A/B$  для ламинарных волн

равен  $R = M_A^2 (\mathbf{v}_A/c)(M/m)^{1/2}$ . Подставляя в эту формулу параметры околосолнечной и межзвездной плазмы, нетрудно убедиться, что для  $M_A < 3$  параметр  $R$  меньше единицы. Таким образом, для ламинарной МЗУВ режим длительного ускорения не реализуется. В случае турбулентной МЗУВ ( $M_A > 3$ ) амплитуда скачка потенциала примерно остается такой же, как и в случае ламинарной волны, но ширина его существенно меньше, чем размер скачка магнитного поля (изомагнитный скачок). Скачок потенциала расположен в конце фронта, где величина магнитного поля практически равна полю за фронтом. Параметр  $R \approx MU^2/(I_D B)$  для турбулентной МЗУВ при  $I_D \sim \mathbf{v}_{Te}/w_{pe}$  определится соотношением  $R \sim M_A^2 (c w_{ce}/\mathbf{v}_{Te} w_{pe})$ . Выше мы приняли, что в галактической плазме  $w_{ce}/w_{pe} \sim \mathbf{v}_{Te}/c$ , следовательно,  $R \sim M_A^2$ . Таким образом, для турбулентной МЗУВ ( $M_A > 3$ ), распространяющейся в галактической плазме, режим длительного ускорения ионов реализуется, если ширина скачка потенциала достаточно мала:  $d < M_A^2 \mathbf{v}_{Te}/w_{pe}$ . Как показывают результаты анализа данных лабораторных и спутниковых измерений, приведенных в главах 1–3, такие малые размеры изомагнитного скачка потенциала для МЗУВ практически реальны.

**Расчет числа частиц, захваченных волной.** Оценим концентрацию частиц, захваченных в потенциальную яму волны. Если предположить, что захват частиц в волну происходит из плазмы, то их число в лабораторной системе отсчета будет определяться количеством частиц, движущихся в плазме со скоростью, близкой к скорости волны. Мы рассмотрим захват плазменных электронов и ионов по отдельности, предполагая, что их функция распределения по скоростям максвелловская. Вначале обсудим условия захвата электронов плазмы. Число электронов  $n_T$ , захваченных нелинейной плазменной волной, пропорционально величине

$$n_T \sim n_0 \exp[-(g - 1)/q_e]. \quad (5.55)$$

Мы видим, что заметное количество электронов может захватиться в волну только в нерелятивистском случае, т.е. при  $(g - 1) \sim q_e$ . Согласно соотношению (5.54), при этом еще возможен режим длительного ускорения. Таким образом, получается так, что в релятивистской волне ускоряющее поле максимально, но число захваченных электронов практически нулевое, а в нерелятивистской волне наоборот – число захваченных электронов может быть велико, но темп уско-

рения мал. Для нас важен основной вывод из этого анализа – при выполнении соотношения (5.54) наблюдаемая в КЛ концентрация электронов  $n_e \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3}$  может быть обеспечена путем захвата в нерелятивистскую плазменную волну части электронов из галактической плазмы. Перейдем к определению количества захваченных ионов. Сразу очевидно, что число ионов, захваченных из плазмы нелинейной плазменной волной, пренебрежимо мало. Действительно, число захваченных ионов в этом случае определится формулой (5.55), в которой показатель экспоненты в  $M/m$  раз больше, чем в случае с электронами, так как для ионов в формуле (5.55)  $q_e$  необходимо заменить на величину  $q_i = T/(Mc^2)$ , которая в  $M/m$  меньше  $q_e$ . Какова ситуация в случае захвата плазменных ионов квазиперечной МЗУВ? Для того чтобы найти количество ионов, захваченных МЗУВ, можно было бы воспользоваться результатами работы [127], в которой величина  $n_T$  рассчитана в зависимости от электрического поля в скачке потенциала, от амплитуды потенциала, от температуры и от массы ионов, набегающих на скачок, однако мы здесь ограничимся грубыми оценками числа захваченных ионов, воспользовавшись формулой  $n_T \sim n_0 \exp[-MU^2/(2T)]$ . Из этой формулы следует, что величина  $n_T/n_0$ , в основном, определяется показателем экспоненты  $MU^2/(2T)$ . Для галактической плазмы этот показатель можно написать в виде  $MU^2/(2T) = M_A^2 B^2/(8p n_0 T) \sim M_A^2$ . Отсюда следует, что для ламинарной МЗУВ ( $M_A < 3$ ), распространяющейся в галактической плазме, число захваченных ионов обеспечивает наблюдаемую концентрацию ионов в КЛ  $n_i \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ . Такой же вывод получим, если воспользуемся результатами работы [127]. Для турбулентных МЗУВ ( $M_A > 3$ ), в которых наблюдается изомагнитный скачок потенциала, оценка числа частиц по вышеприведенной формуле приводит к выводу о том, что наблюдаемая концентрация будет обеспечена для МЗУВ с числом Маха меньше 5. В Галактике кроме частиц плазмы в волну могут захватиться частицы, входящие в состав галактических КЛ. Очевидно, что речь здесь идет о захвате в релятивистские плазменные волны. Оценим количество захваченных частиц в этом случае. Как известно [54; 87], функцию распределения КЛ по энергиям в лабораторной системе отсчета можно написать в виде  $f(g) = K \cdot (\kappa - 1)/(cE^\kappa) = K \cdot (\kappa - 1)/[c(g m_r c^2)^\kappa]$ , где  $K$  – коэффициент (частиц  $\times \text{см}^{-2} \times \text{стер}^{-1} \times \text{сек}^{-1}$ ),  $\kappa$  – показатель степени,  $E$  – энергия,  $g = E/m_r c^2$  – безразмерная энергия,  $m_r$  – масса частиц (электронов или ионов). Очевидно,



что в системе волны захватятся все частицы, движущиеся со скоростью, близкой к нулевой. Опираясь на результаты работы [129], в случае  $1 > R > 2$ ,  $eZ \varphi_A / (m_e c^2) > 1$  ( $Z$  – зарядовое число) можно в качестве разброса по безразмерной энергии частиц взять две характерные величины: 1)  $Dg \sim 1$  (энергия покоя частиц) и 2)  $Dg \sim g$  (энергия частиц, движущихся со скоростью волны). Таким образом, в первом случае будем считать, что безразмерный импульс захваченных частиц изменяется от нуля до величины  $p_x = \pm 1$  и, следовательно, безразмерная энергия частиц меняется от  $g = 1$  до  $g = \sqrt{2}$ . Аналогично, во втором случае импульс изменяется от нуля до величины  $p_x = \pm b g$ , а энергия – от  $g = 1$  до  $g = g$ . В лабораторной системе отсчета в первом случае безразмерная энергия будет изменяться примерно от  $g = g/2$  до  $g = 2,5g$ , во втором случае, соответственно, по порядку величины от  $g = 1$  до  $g = g^2$ . Таким образом, число захваченных частиц в лабораторной системе отсчета будет в первом случае

$$n_{T1}^L \approx \int_{g/2}^{2,5g} dg \frac{K(k-1)}{c g^k} \approx K / (c g^{(k-1)}). \text{ Соответственно, во втором случае получим}$$

$$n_{T2}^L \approx \int_1^{g^2} dg \frac{K(k-1)}{c g^k} \approx K/c. \text{ Число } n_{T2}^L \text{ сравнимо с концентрацией соответствующей}$$

компоненты КЛ. Конечно, захват в волну такого большого количества частиц маловероятен, тем не менее, для оценок мы будем использовать эту величину в качестве предельного значения. Таким образом, из проведенного анализа видно, что в режиме длительного ускорения число электронов, захваченных из галактической плазмы нерелятивистской плазменной волной, достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию электронов в КЛ. Ионы в необходимом количестве захватываются во фронтах МЗУВ при числах Маха не больше пяти. При этом режим длительного ускорения может реализоваться только для турбулентных МЗУВ в узком диапазоне чисел Маха  $3 < M_A < 5$ . Для релятивистской плазменной волны число частиц (и электронов и ионов), захваченных из плазмы, пренебрежимо мало. В этом случае возможен захват в волну частиц, входящих в состав КЛ, причем для волны большой амплитуды может произойти захват значительной части частиц из состава КЛ.

**Возможные причины ограничения энергии частиц.** Для любого способа ускорения частиц очень важной является начальная фаза, на которой, как пра-

вило, возникает проблема инжекции [54; 87]. Мы покажем, что в случае ускорения частиц за счет серфотронного механизма темп набора энергии частицами настолько велик, что при этом имеет место безынжекционный режим ускорения, т.е. проблемы инжекции в этом случае просто нет. Чтобы доказать это, сравним скорости набора энергии частицами при серфинге и потери энергии ускоряемыми частицами на ионизацию и столкновения. Потери энергии имеют максимум в нерелятивистской области энергий (для протонов в среде атомарного водорода  $E_H \approx 60 \text{кэВ}$  [87]). Максимальную величину потерь в газовой среде можно записать в виде [87]:

$$W_I \approx 4pe^4 n_0 Z^2 / (m\mathbf{v}) \approx Z^2 e^2 w_{pe}^2 / \mathbf{v}, \quad (5.56)$$

где  $n_0$  – плотность газа,  $\mathbf{v}$  скорость иона с зарядовым числом  $Z$  ( $\mathbf{v} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  для протонов). В полностью ионизованном газе скорость  $\mathbf{v}$  в формуле (5.56) надо заменить на  $\mathbf{v}_{Te}$  [87]. Найдем отношение величины  $W_I$  к скорости набора энергии частицами за счет серфинга  $W_S$ , которая в нерелятивистском случае ( $g \approx 1$ ) определяется соотношением  $W_S = eZE_y \mathbf{v} = eZB_0 U \mathbf{v} / c$ . Замечая, что при температурах электронов  $T_e \sim 10 \div 100 \text{ эВ}$  скорость частиц  $\mathbf{v} \sim \mathbf{v}_{Te}$  для рассматриваемого отношения  $W_I / W_S$  получим:  $e^2 Z^2 w_{pe}^2 / (eZB_0 U \mathbf{v}_{Te}^2) \sim \sim (w_{pe}^2 / w_{ce}^2) (mc^2 / T_e) \times (e^3 B_0 / m^2 c^4) (cZ / U) \sim (w_{pe}^2 / w_{ce}^2) (Z / (q_e b)) (B_0 / E_e \sim Z / (bq_e^2))$ , здесь  $E_e = e / r_0^2$  – электрическое поле электрона на расстоянии  $r_0$  от его центра, где  $r_0 = e^2 / (mc^2)$  – классический радиус электрона. Величина поля  $E_e$  огромна:  $E_e \sim 10^{16} \text{ СГСЕ}$ , поэтому в плазме Галактики искомое отношение значительно меньше единицы во всем диапазоне изменения параметров  $b$ ,  $q$ ,  $Z$  и магнитного поля  $B_0$ .

Далее обсудим возможные ограничения, препятствующие при серфинге теоретически беспредельному росту энергии частиц, захваченных и ускоряемых в волнах потенциала. Основные, хорошо известные из них, – это, во-первых, – конечность размеров области, в которой может распространяться плазменная волна в реальных ситуациях, во-вторых, – потери энергии ускоренных частиц на излучение и, в-третьих, – затухание волны вследствие потерь ее энергии на ускорение частиц. Сначала рассмотрим случай, в котором энергия частиц ограничивается за счет конечности размеров области распространения волны. Так как в серфотронном механизме ускорение частицы происходит в направлении, перпендикулярном к направлению движения волны, а сама частица захвачена волной, то в итоге частица в лабораторной системе отсчета со-

вершает двухмерное движение: вместе с волной она смещается вдоль направления движения волны, а за счет ускорения смещается в перпендикулярном направлении. При нерелятивистских скоростях движения волны наиболее критичен поперечный размер волны [66; 127; 129]. Это связано с тем, что скорость частицы в поперечном направлении достаточно быстро может превысить скорость движения волны и потому для обеспечения условий длительного ускорения поперечный размер области, которую занимает волна, должен быть больше продольного. Здесь уместно отметить вывод работы [66; 67] о том, что ограничение на поперечный размер может быть в какой-то мере снято при определенной кривизне фронта потенциальной волны. При релятивистских скоростях распространения волны расстояние в лабораторной системе отсчета, пройденное частицей поперек направления движения волны, оказывается меньше продольного. Действительно, относительно неподвижного наблюдателя (лабораторная система отсчета) волна, движущаяся со скоростью  $U \approx c$ , за время  $t$  пройдет расстояние  $L_x = Ut \approx ct$ . Перейдем в систему отсчета волны, в которой будем считать, что захваченная волной частица в процессе серфотронного ускорения вышла на релятивистскую стадию и имеет следующие значения компонент скорости:  $\mathbf{v}_x \approx 0$ ,  $\mathbf{v}_y \approx c$ . В системе волны, согласно преобразованиям Лоренца, интервал времени  $t_w = t/g$ . За время  $t_w$  частица (в системе волны) пройдет поперек направления движения волны расстояние  $L_y \approx ct_w$ . Согласно преобразованиям Лоренца, поперечные размеры в обоих рассматриваемых системах отсчета должны быть одинаковыми. Это означает, что в лабораторной системе отсчета частица в поперечном направлении пройдет расстояние  $L_y \approx ct/g = L_x/g$ , которое, как видно, в  $g$  раз меньше, чем  $L_x$ . Оценим энергию частицы, захваченной и ускоряемой за счет серфинга в нелинейной волне, за некоторое время  $t$ , за которое волна преодолет расстояние  $L_x = Ut$ . Темп набора энергии частицей одинаков в обеих системах отсчета, но проще всего его найти в системе волны, в которой он равен  $eZE_y\mathbf{v}_y$ , где  $E_y = bB = bgB_0$  ( $B_0$  – магнитное поле в лабораторной системе отсчета). Как следует из формулы (5.9), при серфинге с момента захвата скорость частицы  $\mathbf{v}_y$  за короткое время, которое порядка циклотронного периода частицы, приближается к скорости света, поэтому положим в формуле для темпа ускорения  $\mathbf{v}_y \approx c$ . В лабораторной системе отсчета за время  $t$ , частица наберет энергию

$$E \approx eZbgB_0ct. \quad (5.57)$$

Для нерелятивистской плазменной волны и квазипоперечных МЗУВ, которые в галактической плазме распространяются с нерелятивистскими скоростями, время ускорения будет ограничено, как показано выше, поперечным размером  $L_y \approx ct$ , поэтому для энергии частиц, полагая в (5.57)  $g \approx 1$ , в этом случае получим выражение

$$E \approx eZbB_0L_y, \quad (5.58)$$

где  $L_y \approx L_x c/U \gg L_x$ . Для релятивистских плазменных волн ( $b \approx 1$ ) время ускорения ограничено продольным размером  $L_x = ct$ . В этом случае, если величину магнитного поля  $B_0$  выразить в гауссах, длину  $L_x$  – в парсеках, то из (5.57) для величины энергии в электронвольтах получим формулу

$$E \approx 10^{21} ZgB_0L_x. \quad (5.59)$$

При этом для релятивистской волны частица в направлении ускорения (поперек направления магнитного поля и направления движения волны) сместится на расстояние в  $g$  раз меньшее  $L_x$ . Итак, предельные энергии частиц, ускоряемых за счет серфинга нелинейными волнами, могут быть ограничены из-за того, что протяженность области, где имеются благоприятные условия для распространения волн, может оказаться конечной. При этом для предельной энергии, приобретенной при ускорении в нерелятивистских волнах, наиболее критичным оказывается поперечный размер  $L_y$  (формула (5.58)). Для релятивистских волн предельная энергия ограничивается продольным размером возможной области распространения волн  $L_x$  (формула (5.59)).

**Потери энергии на излучение частиц в процессе серфинга.** При серфинге часть энергии частиц, достигшей в процессе ускорения релятивистских и ультрарелятивистских значений, затрачивается на излучение. Мы рассмотрим потери энергии ускоряемыми частицами за счет трех типов излучения, первый из которых связан с самим процессом серфотронного ускорения частиц. Как мы видели выше, в системе отсчета волны частица при серфинге, в основном, движется в постоянном и однородном электрическом поле  $E_y = UB/c = bgB_0$ . Таким образом, в серфотроне мощность этого типа излучения, связанная с ускорением частицы в постоянном и однородном электрическом поле  $E_y$ , является величиной постоянной [129]:  $W_E \approx cZ^4 e^4 E_y^2 / (m_r^2 c^3)$ . Так как величина мощности излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы, в практических

ситуациях излучение играет роль прежде всего при ускорении электронов, поэтому положим  $m_r = m$ ,  $Z = 1$ . Рассмотрим отношение мощности излучения  $W_E$  к темпу набора энергии  $W_S$ , который получают электроны за счет серфинга в плазменных волнах. Полагая, что на установившейся стадии серфинга компоненты скорости захваченных в волне электронов  $\mathbf{v}_x = 0$ ,  $\mathbf{v}_y = c$  [129], получим  $W_S = eE_y c$ . Следовательно, отношение мощностей  $W_E/W_S = e^3 E_y / (m^2 c^4) = = bg B_0 / E_e$ , где  $E_e = e/r_0^2$  – электрическое поле, введенное выше. При используемых нами параметрах  $b$ ,  $g$  и величин  $B_0$  нетрудно видеть, что для электронов в Галактике рассматриваемая мощность излучения пренебрежимо мала по сравнению с темпом набора энергии. Таким образом, излучением электронов, а тем более и ионов, за счет их ускорения в электрическом поле  $E_y$  при серфинге можно пренебречь.

Отсутствие влияния магнитного поля на идеально захваченную в волну частицу в процессе ее серфотронного ускорения приводит нас к очень важному выводу о том, что в этом случае отсутствует синхротронное (магнитотормозное) излучение электрона. Как известно [54; 87], основная часть космического радиоизлучения генерируется космическими лучами, причем главную роль играет синхротронное излучение релятивистских электронов, движущихся в галактических магнитных полях. Считается, что электроны в Галактике вследствие потерь энергии за счет синхротронного излучения не могут набрать энергии больше  $10^{15}$  эВ [45]. Как мы видим, в случае серфотронного ускорения электронов, несмотря на наличие магнитного поля, синхротронное излучение отсутствует, следовательно, здесь нет подобного ограничения на энергию электронов. Действительно, в случае серфинга электрон, в принципе, может ускоряться до сколь угодно больших энергий, двигаясь поперек магнитного поля вместе с волной, причем синхротронное излучение электрона будет отсутствовать до тех пор, пока он захвачен в волне.

Учтем еще один вид излучения частиц, возникающий при движении их в плазменной среде. В этом случае происходит торможение частиц, обусловленное возбуждением волн движущейся частицей в плазме [54]. Оценим потери энергии частиц в этом случае для плазменной волны, находясь в лабораторной системе отсчета. Рассматривая, как и выше, установившуюся стадию серфинга, будем считать скорость частиц близкой к скорости света. Как следует из рабо-

ты [54], если масса частицы  $m_r \gg m$ , то мощность  $W_R$  рассматриваемого типа излучения выражается формулой, похожей на формулу (5.56):  $W_R = 4pn_0 Z^2 e^4 / (m\mathbf{v}) \ln\Lambda \sim Z^2 e^2 w_{pe} \mathbf{v} \ln\Lambda$ , здесь  $\Lambda = mc^2 / (hw_{pe})$  и считается, что величина скорости частицы удовлетворяет соотношениям:  $\mathbf{v} \gg \mathbf{v}_{Te}$  и  $\mathbf{v} > Ze^2/h \approx 2Z \cdot 10^8$  см/с ( $h$  – постоянная Планка). Для оценок этой формулой можно пользоваться, если рассматриваемая частица – электрон, а также в случае  $\mathbf{v} \approx c$  [54]. Найдем отношение мощности излучения к темпу набора энергии частицы. Полагая  $\mathbf{v} \approx c$ , искомое отношение запишем в виде  $W_R/W_S \sim Z^2 e^2 w_{pe}^2 / (ZeE_y c^2) \ln C \sim Ze w_{pe}^2 / (bgB_0 c^2) \ln\Lambda \sim Z\{bgw_{pe}^2 w_{ce}^2 B_0 E_e \ln\Lambda$ , где, как и выше,  $E_e = e/r_0^2$ . Для параметров космической плазмы величина  $\ln\Lambda < 100$  и рассматриваемое отношение мощностей бесконечно мало. Следовательно, торможением частиц за счет излучения волн при их движении в плазме можно пренебречь.

В Галактике релятивистские электроны теряют энергию еще за счет рассеяния на фотонах – это так называемые комптоновские потери энергии [54; 87]. Как известно [54; 87], в Галактике мощности синхротронного и комптоновского излучения электронов растут пропорционально квадрату энергии и сравнимы по величине при энергиях электронов меньших, чем  $E_m \sim 10^{11}$  эВ. При энергиях больших, чем  $E_m$  комптоновские потери перестают зависеть от энергии и остаются практически постоянными [54]. Как и выше, сравним мощность комптоновского излучения с темпом набора энергии электронами за счет серфотронного ускорения. Как следует из [54; 87], при  $E < E_m$  темп комптоновских потерь  $\sim 10^{-16} E^2$  ГэВ/с, здесь  $E$  – энергия электрона в ГэВ. Отношение темпа потерь за счет комптоновского рассеяния в условиях, характерных для Галактики ( $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$  Гс,  $E_m \sim 10^2$  ГэВ,  $g > 1$ ), к темпу роста энергии электрона бесконечно мало, т.е. комптоновскими потерями энергии электронами, ускоряемыми за счет серфотронного механизма в релятивистских плазменных волнах, можно пренебречь. Итак, мы приходим к выводу о том, что при серфотронном ускорении частиц в релятивистских плазменных волнах потерями энергии частицами за счет основных типов излучений можно пренебречь.

Рассмотрим ограничение энергии за счет затухания волны вследствие обратного влияния на нее захваченных частиц. Так как речь идет о предельной энергии, то рассмотрим захват частиц в релятивистские плазменные волны, в которые, как мы выяснили в п. 3, могут захватиться только частицы, входящие в состав КЛ. Затухание релятивистской плазменной волны можно в грубом

приближении оценить из соотношения  $d\langle E^2 \rangle / dt + 8p m_e c^2 \langle n_T dg / dt \rangle = 0$ , где  $t = eBt / (m_e c)$  – безразмерное время, а угловые скобки означают усреднение по длине волны  $l = U / w_{pe}$ . Учитывая, что на релятивистской стадии ( $\beta \approx 1$ ) энергия в лабораторной системе  $g \approx g\beta t \approx gt$  и, следовательно,  $dg/dt \approx g$ , получим  $\langle n_T dg/dt \rangle \approx g \langle n_T \rangle$ . Оценить усредненную по длине волны концентрацию  $\langle n_T \rangle$  достаточно сложно, так как при серфинге все захваченные волной частицы собираются около особой точки на профиле потенциала, в которой электрическое поле равно магнитному  $E_A = B$  (в системе отсчета волны) [129]. Мы в грубом приближении положим, опираясь на подробный анализ серфинга, полученный выше, что  $\langle n_T \rangle / n \sim 3x/l$ , где  $n$  – плотность частиц в бесконечно малой окрестности  $3x$  около особой точки. Отношение  $3x/l$  можно оценить из соотношения  $3x/l \sim (R-1)/R$ , где в оптимальном режиме  $R \approx 1$  и, следовательно,  $3x/l \sim (R-1)/R \ll 1$ . По крайней мере, в процессе затухания волны величина параметра  $R \rightarrow 1$ , а мы как раз рассматриваем конечную фазу затухания электрического поля волны, на которой частицы начинают «вываливаться» из потенциальной ямы [95; 129]. Мы положим для простоты  $(R-1)/R > 1/(8p)$ , тогда выражение для предельной энергии примет вид  $E_m \sim E_A^2/n$ . Так как  $E_A \approx B = g B_0$ , то окончательно получим  $E_m \sim (g B_0)^2/n$ . Полагая, что концентрация захваченных частиц  $n$  сравнима с наблюдаемой в КЛ, подставим в эту формулу  $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , тогда для  $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$  и для  $g \sim 10^2 \div 10^4$ , получим оценку предельной энергии  $E_m \sim 10^{15} \div 10^{19} \text{ эВ}$ . Отсюда видно, что даже для случая захвата в волну большей части частиц, входящих в состав КЛ, с учетом затухания волны частицы могут набрать энергию до  $10^{19} \text{ эВ}$ . На самом деле, по-видимому, захватывается значительно меньшая часть частиц, поэтому затухание волны в практических случаях не мешает частицам получить еще большие энергии.

Мы здесь не касались других причин, которые могут ограничить время или снизить эффективность ускорения частиц. К ним можно отнести: ядерные и фотоядерные взаимодействия ионной компоненты КЛ с межзвездной средой и процессы фрагментации ядер, наличие угла между направлением распространения волны и вектором магнитного поля (косая волна), отклонение фронта волны от плоской геометрии (эти вопросы частично рассмотрены в работе [66; 67]), неоднородности плазмы и магнитного поля, флуктуации параметров плаз-

мы и магнитного поля во времени, устойчивость системы: плазма – нелинейная волна – ускоренные частицы и т.п.

**Оценки энергии частиц, полученной ими при серфинге.** Для создания оптимальных условий для осуществления серфинга необходимо, чтобы нелинейные волны в Галактике имели возможность распространяться в достаточно протяженных областях с квазиоднородным магнитным полем. Как предполагается [87], такие области имеются в спиральных (рукавах) Галактики. Речь идет об усредненном по большим масштабам магнитном поле. Пространственные размеры магнитного поля в рукавах сравнимы с размерами самих рукавов: толщина  $\approx 200 \div 500$  пс, длина  $\approx 10^3 \div 10^4$  пс. Оценим величины энергии, которые могут получить частицы за счет серфотронного механизма ускорения в различных областях Галактики. Сначала на примере Солнца рассмотрим ускорение частиц в атмосферах звезд. Ускорение протонов в хромосферной плазме Солнца за счет серфинга рассмотрено подробно в работе [128], где показано, что протоны в турбулентных МЗУВ с изомагнитным скачком могут получить энергии порядка 10 ГэВ, а в ламинарных МЗУВ – энергии порядка 10 МэВ. По аналогии можно убедиться, что такого же порядка энергии получают протоны за счет серфинга в межпланетных МЗУВ, распространяющихся в солнечной системе (в плазме СВ). Рассмотрим ускорение электронов в околосолнечной плазме за счет серфинга в нерелятивистских плазменных волнах. Подставляя в формулу (5.58) параметры хромосферной плазмы Солнца ( $B \approx 10$  Гс,  $b \sim 10^{-2}$ ,  $L_y \sim 10^9$  см) и параметры СВ ( $B \approx 10^{-4}$  Гс,  $b \sim 10^{-2}$ ,  $L_y \sim 10$  а.е.  $\sim 10^{14}$  см) получим для энергии электронов, приобретенных ими в нерелятивистских волнах за счет серфинга в окрестности Солнца, по порядку величины значение  $E \sim 10^{10}$  эВ. Таким образом, частицы в околосолнечной плазме за счет серфинга ускорятся до энергий порядка 10 ГэВ/нуклон. Для других звезд, как это отмечено в [87], произведение характерного масштаба на величину магнитного поля, которое входит в формулы (5.57)-(5.59), может быть на три порядка больше, следовательно, можно заключить, что в атмосфере звезд частицы могут за счет серфинга получить энергии вплоть до  $10^{13}$  эВ/нуклон. Заметим, что источником звездных КЛ являются частицы, рожденные в недрах звезды, которые покидают звезду и ускоряются в плазменной атмосфере звезды от тепловых до релятивистских энергий за счет серфинга в нелинейных волнах, возбуждаемыми вспы-



шечными процессами или другими подобными мощными возмущениями в околозвездной плазме. Затем эти частицы могут выноситься в межзвездную среду: электроны – нерелятивистскими плазменными волнами, ионы – магнитозвуковыми ударными волнами. Перейдем к оценке энергии электронов и ионов, захваченных из плазмы межзвездной среды и ускоренных в нерелятивистских нелинейных волнах ( $g \approx 1$ ), распространяющихся в плазме галактического диска. Как показано выше, электроны плазмы в этом случае могут захватываться и ускоряться в плазменных волнах. Подставляя в формулу (5.58) соответствующие этому случаю параметры  $B \approx 3 \cdot 10^{-6}$  Гс,  $L_y \approx 100$  пс  $\sim 10^{20}$  см,  $b \sim 10^{-2}$ , для энергии электронов получим значение  $E \sim 10^{15}$  эВ. Как показано выше, ионы плазмы в достаточном количестве могут захватиться в МЗУВ с числами Маха меньше 5. В ламинарной МЗУВ ( $M_A < 3$ ) по мере распространения волны небольшая часть из тех ионов плазмы, которые непрерывно попадают в ее фронт, захватываются и ускоряются до энергии  $E \approx E_K(M/m)$  [165]. Например, для ударной волны в межзвездной плазме при  $M_A = 2$ ,  $T \sim 100$  эВ величина этой энергии для протонов составляет  $E \sim MU^2(M/m) \sim M_A^2 T / (8\pi n_0 T / B^2)(M/m) \sim M_A^2 T (M/m) \sim 1$  МэВ. В турбулентной МЗУВ в режиме длительного ускорения ( $3 < M_A < 5$ ) предельную энергию протонов в межзвездной плазме оценим по формуле (5.58). Полагая  $M_A = 5$ ,  $n_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  см $^{-3}$ , и подставляя в формулу (5.58)  $B_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  Гс,  $b = M_A V_A / c \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $L_y \sim 100$  пс  $\approx 3 \cdot 10^{20}$  см, получим  $E \sim 10^{15}$  эВ. Таким образом, захваченные из галактической плазмы в нерелятивистские нелинейные волны частицы в Галактике могут ускориться за счет серфинга до энергий от  $E \sim 10^{13}$  эВ/нуклон в атмосферах звезд и до  $E \sim 10^{15}$  эВ/нуклон в галактическом диске. Ускорение этих частиц до еще больших энергий может реализоваться только в релятивистских плазменных волнах ( $g > 1$ ). Для этого частицы, получившие релятивистские энергии, как это показано выше, должны снова захватиться уже релятивистскими плазменными волнами и продолжить набор энергии за счет серфинга, но уже на новом этапе. Таким образом, мы приходим к заключению, что КЛ могут получить большие энергии ( $E > 10^{15}$  эВ/нуклон) только за несколько этапов серфотронного ускорения.

Предположим, что в большинстве случаев ускорение частиц происходит в два этапа: на первом этапе ионы и электроны захватываются нерелятивист-

скими волнами из галактической плазмы и ускоряются до релятивистских энергий, затем, на втором этапе, они могут продолжить набор энергии за счет серфинга в релятивистских плазменных волнах. Надо полагать, что в Галактике нелинейные волны возникают непрерывно, вероятнее всего направление их распространения изотропно и они имеют достаточно широкий спектр скоростей. В такой ситуации частицы, вышедшие из захвата в одной волне, могут резонансным образом захватиться вновь созданной другой нелинейной волной, движущейся с нужном направлении и с подходящей для захвата скоростью, затем процесс ускорения для данных частиц может повторяться многократно как бы по эстафете. Отметим, что, выйдя из захвата с волной, частицы будут удерживаться в галактическом магнитном поле в некоторой ограниченной их ларморовским радиусом области. Затем они либо захватятся подходящей релятивистской плазменной волной и продолжат набор энергии, либо будут по разным причинам терять приобретенную на первом этапе энергию. Очевидно, что в перерывах между ускорительными этапами относительно быстро теряют энергию релятивистские и ультрарелятивистские электроны, энергия которых при их движении в магнитном поле Галактики будет интенсивно убывать за счет потерь на синхротронное излучение.

Оценим энергии, полученные на втором этапе за счет серфинга частиц в релятивистской плазменной волне, распространяющейся в межзвездной среде на расстояния, характерные для Галактики. Подставим в формулу (5.59) значение магнитного поля  $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$  Гс и характерные размеры, сравнимые с размерами галактического диска,  $L_x \approx 300$  пс, тогда для  $g \approx 10 \div 10^4$  получим  $E \sim 3Z(10^{16} \div 10^{19})$  эВ. Таким образом, с помощью механизма приобретения энергии частицами за счет серфотронного ускорения в нелинейных волнах возможно объяснить образование высокоэнергичной части спектра КЛ в Галактике. В результате проведенного рассмотрения формирования энергетического спектра КЛ, мы пришли к выводу о том, что весь спектр образуется в два этапа. На первом этапе плазменные частицы из космической среды, входящие в далекую часть максвелловского хвоста на функции распределения, захватываются в нерелятивистские нелинейные волны, затем за счет серфинга реализуется их безындукционное ускорение до энергий  $E \sim 10^{15}$  эВ. На втором этапе уже в релятивистских плазменных волнах эти частицы ускоряются до энергий  $E \sim 10^{19}$  эВ. Здесь на некоторые размышления наводит тот факт, что граничная энергия

$E \sim 10^{15}$  эВ, разделяющая два этапа, попадает в область излома на энергетическом спектре КЛ, после которого спектр укручается [54].

В заключение заметим, что в данной работе мы не обсуждаем важный вопрос о виде энергетического спектра КЛ, так как, по нашему мнению, этот вопрос требует отдельного специального рассмотрения. Однако предварительные выводы работы [96] свидетельствуют о том, что при серфинге дифференциальный спектр получается степенным с показателем степени  $k = 3$ , близким к экспериментально наблюдаемому. При исследовании серфинга в присутствии турбулентных колебаний в волне было показано, что, в принципе, показатель степени  $k$  зависит от уровня турбулентности и может изменяться в широких пределах.

Результаты исследований процесса серфотронного ускорения заряженных частиц в Галактике свидетельствуют о существенных достоинствах серфинга. Можно даже достаточно смело утверждать, что в рамках серфинга возможно решить почти все проблемы, касающиеся ускорения космических лучей в Галактике. Действительно, посмотрим все по порядку. Во-первых, частицы захватываются в волны непосредственно из галактической плазмы в количестве, достаточном, чтобы обеспечить наблюдаемую концентрацию КЛ в Галактике. Во-вторых, в рамках одного и того же способа ускорения частицы безынежекционно ускоряются от энергий, близких к тепловым в плазме, до предельных энергий. В-третьих, нет отличия в ускорении различного типа заряженных частиц: электроны и ядра ускоряются одинаковым образом и до одних и тех же предельных энергий (на единицу заряда). Далее, так как при серфинге захват частиц в волну происходит резонансным образом и темп ускорения постоянен, в этом случае нет опасности разрушения сложных ядер в процессе их ускорения. И, наконец, уместно сюда приплюсовать результат работы [96]: при серфинге дифференциальный энергетический спектр КЛ получается близким к наблюдаемому (показатель степени  $k \approx 3$ ).

В качестве итога, результаты проведенного нами исследования можно представить в виде следующих выводов.

1. Основным источником КЛ является межзвездная плазма. Часть КЛ, образуемых в плазменных атмосферах звезд, может выноситься в межзвездную среду нелинейными волнами. В частности, все это свидетельствует о том, что проблема о первичном или вторичном происхождении электронной компонен-

ты КЛ [87] решается в рамках серфинга в пользу первичного происхождения электронов.

2. Образование высокоэнергичной части спектра КЛ в Галактике осуществляется в два этапа. На первом этапе небольшая часть заряженных частиц галактической плазмы захватывается в нерелятивистские нелинейные волны и ускоряется за счет серфотронного механизма от энергии, сравнимой с тепловой, до энергии  $E \sim 10^{13}$  эВ/нуклон в атмосферах звезд и до энергии  $E \sim 10^{15}$  эВ/нуклон в галактическом диске. На втором этапе эти частицы могут за счет серфинга уже в релятивистских плазменных волнах приобрести энергии  $E \sim 10^{16} \div 10^{19}$  эВ/нуклон. Интересно отметить, что энергия, разграничивающая два этапа, лежит в области излома кривой энергетического спектра КЛ [54].

3. Предельная энергия частиц, полученная за счет серфинга в нелинейных волнах, ограничена в основном размерами области распространения волн. Установлено, что потерями энергии релятивистских частиц при серфотронном ускорении, связанными с известными типами излучения, с затуханием нелинейных волн вследствие потерь их энергии на ускорение частиц, в первом приближении можно пренебречь.

4. Особо необходимо отметить, что при серфотронном ускорении электронов отсутствует самый опасный канал потерь энергии релятивистскими электронами – синхротронное излучение, поэтому в Галактике электроны, также как и ядра, могут ускориться за счет серфинга до энергий  $E \sim 10^{19}$  эВ.

На основе полученных результатов по ускорению за счет серфинга частиц в галактической плазме была предложена модель, в которой объясняется происхождение космических лучей [131]. Перед существующей моделью, основанной на ускорении частиц механизмом Ферми первого рода, предлагаемая новая модель имеет ряд очень важных преимуществ, которые можно сформулировать в виде следующих пунктов: 1) необычайно высокий темп ускорения, 2) ускорение КЛ до предельных энергий порядка  $10^{20}$  эВ (в модели Ферми – до  $10^{15}$  эВ), 3) возможность ускорения электронов наравне с ионами (в существующей модели ускорение электронов проблематично), 4) отсутствие в процессе ускорения самого опасного канала потерь энергии КЛ – синхротронного излучения.

#### 5.4. Серфотронное ускорение протонов в МЗУВ. Эксперимент

В данном разделе будет сообщено об экспериментальном обнаружении эффекта резонансного регулярного ускорения протонов вдоль фронта МЗУВ в лабораторной плазме и некоторых его закономерностях. Проанализирована также связь между частицами, движущимися вдоль фронта и под углом к нему [14; 18]. Эксперименты проводились на установке «УН-Феникс».

Для анализа ускорительных процессов измерялись функции распределения протонов по энергии. Измерения проводились с помощью восьмиканального энергоанализатора нейтральных частиц перезарядки, которые выводились из рабочего объема через установленную вдоль хорды трубку с апертурой  $\sim 10^{-4}$ . Входное отверстие трубки помещалось в точке касания хорды с окружностями  $r_1 = 3$  см и  $r_2 = 6$  см. С целью исследования степени изотропии распределений ионов относительно направления магнитного поля, направления вдоль фронта ( $\alpha = -90^\circ$  и  $\alpha = +90^\circ$ ; направление  $\alpha = 0^\circ$  соответствует направлению нормали к фронту ударной волны) опыты проводились при различном направлении магнитного поля  $\dot{B}$  (индукционного электрического тока) во фронте МЗУВ.

Примеры сигналов с магнитного зонда  $B(t)$  и с нескольких каналов энергоанализатора  $A(t)$ , приведенные с учетом пролетного времени между входом в трубку и детектором, представлены на рис. 5.16. При измерениях «против тока» (ионы движутся по окружности в направлении, противоположном индукционному электрическому току, направлению ларморовского вращения) как на внутренней  $r_1$ , так и на внешней  $r_2$  хордах сигналы от высокоэнергичных частиц начинаются во фронте МЗУВ и имеют обычно вид одиночных пиков длительностью (50 ÷ 150) нс (рис. 5.16а). Регистрируются и тепловые частицы ( $E \approx 200$  эВ) при учете «приборного» временного размытия, начиная с момента появления на данном радиусе поля  $B_1$ . Максимумы их сигналов приходятся на область, расположенную непосредственно за фронтом МЗУВ. При измерениях «по току» (направление движения ионов совпадает с направлением электрического тока, ларморовского вращения) характер сигналов, соответствующих фронту МЗУВ, на внутренней хорде аналогичен сигналам в постановке против тока. На  $r_2$  (рис. 5.16б) одновременно с фронтом ударной волны приходили лишь тепловые частицы, однако далеко за фронтом МЗУВ через 300–600 нс в

области поршня наблюдались ионы и гораздо более энергичные, с различной временной дисперсией.

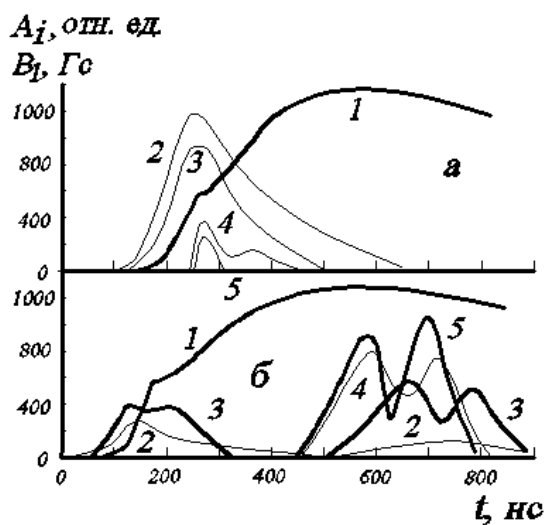


Рис. 5.16. Сигналы с магнитного зонда (1) и ионные сигналы для частиц, движущихся вдоль фронта МЗУВ, с энергиями 190, 340, 930 и 1120 эВ (кривые 2–5);  $B_0 = 212$  Гс,  $n_0 \gg 3 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>: а – против тока; б – по току

Рассмотрим распределения протонов по энергии. Примеры спектров для частиц, движущихся вдоль фронта, приведены на рис. 5.17. В распределениях, измеренных против тока (кривые 1 и 2), выделяется группа ионов с энергиями (300÷800) эВ. Для более высоких энергий наблюдается последующий быстрый спад  $\frac{dn_i}{dE}$ . Участок распределения на меньших  $E$  соответствует тепловому хвосту функции распределения основной массы ( $n$ ) частиц. В предположении анизотропного – одномерного пучка и изотропного распределения основной массы частиц число ускоренных ионов  $n^* \ll n$ . Распределения на обеих хордах подобны, а максимальные энергии протонов  $E_{max}$  сравнимы.

Спектры в постановке по току (рис. 5.17, кривые 3, 4), измеренные на разных хордах, отличаются друг от друга. На внешней – ускоренные до высоких энергий частицы практически отсутствуют. Энергии ионов не превышают (200÷300) эВ. При достижении ударной волной  $r = 3$  см появляются ионы с энергией (300÷600) эВ, то есть происходит постепенный набор энергии при движении МЗУВ к оси. Энергетические спектры, соответствующие сигналам в постановке по току, далеко за фронтом МЗУВ как на внутренней, так и на внешней хордах, примерно совпадают с распределениями в окрестности фронта, полученными на внутренней хорде.

С целью выяснения связи между высокоэнергичными ионами, регистрировавшимися вдоль фронта ударной волны, и частицами с других направлений, было проведено сравнение спектров, измеренных в плоскости  $r - j$  ( $\alpha = 0^\circ, -35^\circ, +35^\circ$  (глава 3),  $-90^\circ, +90^\circ$ ) и зависимостей  $E_{max}$  от начальных параметров

плазмы (ударной волны). Было установлено, что  $E_{max}$  ведет себя по-разному при изменении  $M_A$ . В то время как в радиальном направлении  $E_{max} \gg 4E_n$  при всех  $M_A$ , вдоль фронта  $E_n \approx E_{max} \approx 6 E_n$  (рис. 5.18). Не совпадает также ход кривых  $E_{max} = f(U)$  при изменении скорости ударной волны – рис. 5.19. Кроме этого, из рис. 3.46 видно, что ионы в радиальном направлении и направлениях  $\pm 35^\circ$  наблюдаются и тогда, когда ионов вдоль фронта нет.

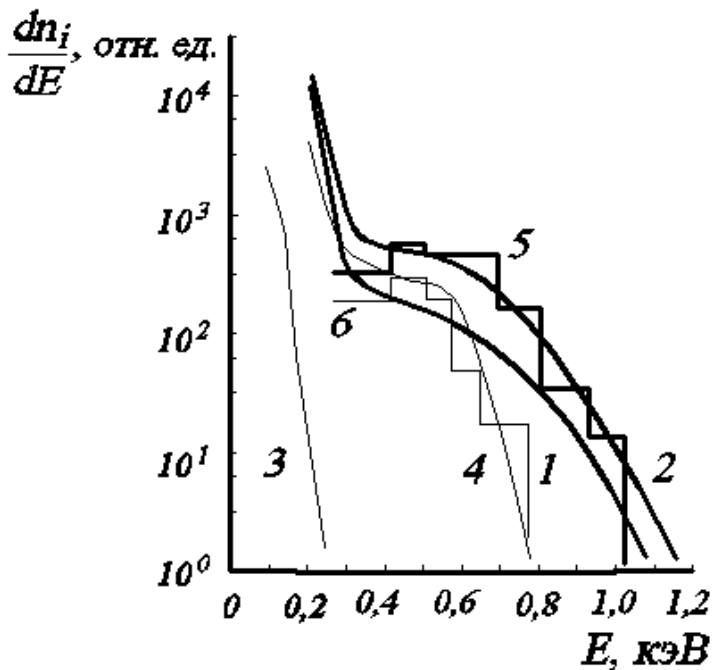


Рис. 5.17. Распределения ионов по энергии. Вдоль фронта МЗУВ. 1, 2, 5 – против тока; 3, 4, 6 – по току. 1, 3 –  $r = 6$  см; 2, 4, 5, 6 –  $r = 3$  см. 5, 6 – численный счет

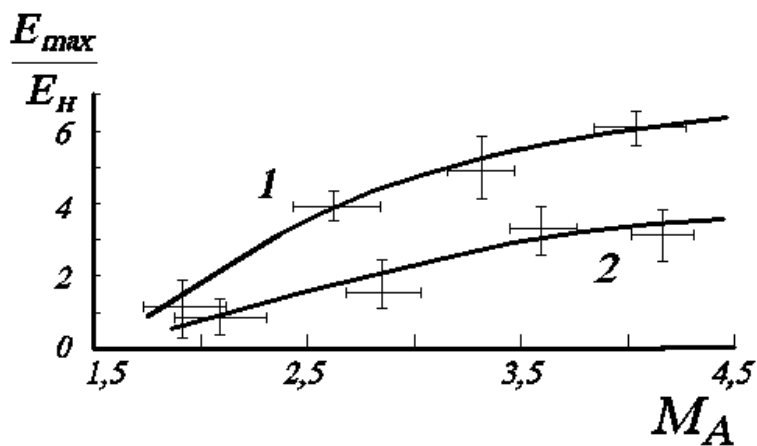


Рис. 5.18. Зависимость отношения величин максимальной регистрируемой энергии  $E_{max}$  к направленной  $E_n$  при изменении числа Маха. Внутренняя хорда. Против тока. Кривая 1 –  $B_0 = 310$  Гс; 2 –  $B_0 = 212$  Гс

Перечисленный набор данных позволяет утверждать, что процесс ускорения частиц вдоль фронта МЗУВ происходит независимо по отношению к процессам отражения и рассеяния ионов.

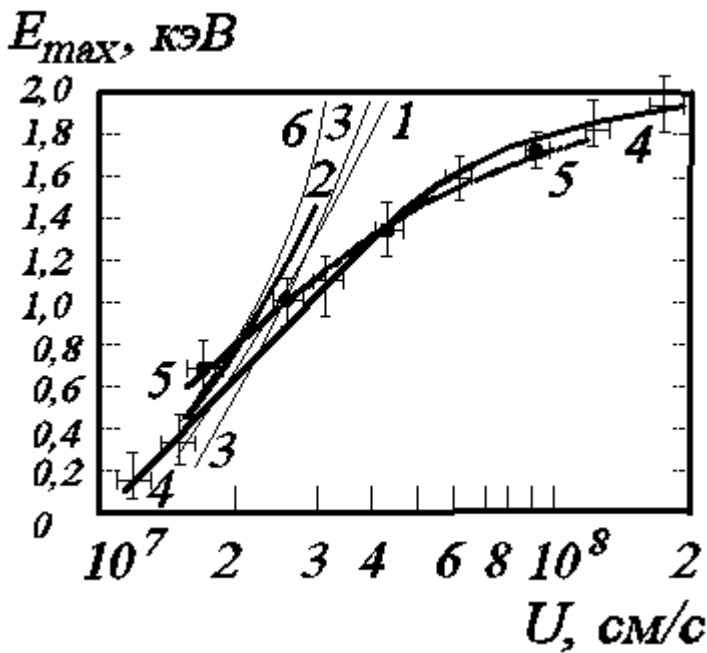


Рис. 5.19. Зависимость максимальной регистрируемой во фронте МЗУВ энергии  $E_{max}$  от скорости ударной волны  $U$ . Кривая 1 – радиальное направление; 2 –  $a = +35^\circ$ ; 3 –  $a = -35^\circ$ ; 4 – вдоль фронта,  $r_\perp$ , против тока; 5 – вдоль фронта,  $r_\parallel$ , по току; 6 –  $E_{max} = \frac{M(2U)^2}{2}$

**Анализ механизма ускорения.** Ускорение ионов вдоль фронта МЗУВ возможно при условии их захвата скачком электростатического потенциала. В одночастичном приближении движение таких частиц в осесимметричном однородном вдоль оси  $Oz$  случае с функцией Лагранжа:

$$L = \frac{M}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2) + \frac{e}{c} (r \dot{\phi} A_\phi) - e\Phi \quad (5.60)$$

описывается уравнением радиального движения:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} \right) = M \ddot{r} = Mr \dot{\phi}^2 + \frac{e}{c} (\dot{\phi} A_\phi) \quad (5.61)$$

при условии сохранения обобщенного импульса при движении захваченной частицы по окружности радиуса  $r$ :

$$P = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = Mr^2 \dot{\phi} + \frac{e}{c} (r A_\phi) = const. \quad (5.62)$$

В формулах (5.60)–(5.62) компонента векторного потенциала магнитного поля

$$A_\phi = \frac{1}{r} \int_0^r r' B_z(r') dr', \quad \Phi - \text{величина скачка электростатического потенциала в}$$

ударной волне. Таким образом, движение ионов определяется условием равенства сил, действующих в радиальном направлении, и законом сохранения азимутального момента. Из условия равновесия можно получить оценку на предельную азимутальную скорость:



$$V_j \leq \sqrt{\frac{r^2 w_{ci}^2}{4} + c w_{ci} r \frac{E_r}{B_z} \pm \frac{r w_{ci}}{2}}. \quad (5.63)$$

В формуле (5.63) знак «+» используется для частиц, движущихся по направлению ларморовского вращения (по току), «-» – для ионов, движущихся против тока;  $E_r$ ,  $B_z$  – максимальные значения величин электрического радиального и продольного магнитного полей. Закон сохранения момента дает величину изменения скорости частицы при смещении от  $r_2$  к  $r_1$ :

$$V_{j1} = V_{j2} \frac{r_2}{r_1} + \frac{e D y}{2 p M c r_1}. \quad (5.64)$$

Здесь первое слагаемое описывает изменение скорости в отсутствие магнитного поля, а второе связано с изменением магнитного потока  $Dy$ , вызывающим электрическое поле  $E_j = \frac{1}{c} U B_z$ , направленное против тока, ускорение в котором захваченной частицы называют серфотронным ( $V_p \times B$ ) ускорением или механизмом резонансного ускорения при взаимодействии заряженных частиц со скачком потенциала в МЗУВ. Если на основании экспериментальных фактов принять начальную скорость ионов вдоль фронта ударной волны в области ее формирования вблизи стенки рабочего объема равной  $V_{j0} = 2 \times 10^7$  см/с, то из формулы (5.64) можно получить оценку энергий частиц, которые хорошо согласуются со спектрами 1, 3, 4 на рис. 5.17. Регистрируемые энергии значительно меньше расчетных на внутренней хорде для ионов, движущихся против тока (спектр 2), для которых при переходе от  $r_2$  к  $r_1$  нарушается условие захвата (5.63). В режим ускорения в этом случае через время  $t \approx (0,1 - 0,3) T_{ci}$  вовлекаются уже новые частицы ( $T_{ci} = \frac{2p}{w_{ci}}$ ). Темп ускорения протонов вдоль фронта при этом  $\frac{dE}{dt} \approx (2 \div 4) \cdot 10^9$  эВ/с. Оценка максимальной скорости, обеспечиваемой серфингом, (плоский случай) дает  $V_m = c \frac{E_r}{B_z}$ . Энергии ионов в эксперименте составляют  $(0,3 \div 0,9) \cdot \frac{M V_m^2}{2}$ .

Для начальных параметров, отвечающих экспериментальным, был сделан

численный расчет процесса ускорения ионов в цилиндрической геометрии в соответствии с формулой (5.64) и формулой

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_j^2}{r} + \frac{e}{M} E_r + V_j \frac{eB_z}{Mc}. \quad (5.65)$$

Результаты счета в виде гистограмм  $\frac{dn_i}{dE} = f(E)$  приведены на рис. 5.17

(кривые 5, 6) для начального изотропного максвелловского распределения с температурой ионов 40 эВ и типичных профилей  $B_z(r)$  и  $E_r(r)$ . Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных спектров показывает, что механизм ускорения в регулярных электрическом и магнитном полях, определяющих МЗУВ, обеспечивает наблюдаемую эффективность ускорения протонов.

Вторые сигналы (далеко за фронтом МЗУВ – рис. 5.16 б) при измерениях по току отстоят от первых на время  $t \gg T_{ci}/2$  при  $w_{ci} = \frac{e(B_0 + B_1)}{Mc}$ . Они несут информацию о стадиях ускорения, когда волна находится уже вблизи оси установки. Ускоренные ионы, сделав половину ларморовского оборота в области за фронтом МЗУВ, попадают на хорду большего радиуса, причем для ионов одинаковой энергии возможны различные точки эмиссии перед и за осью установки.

Таким образом, наличие ускоренных протонов, движущихся вдоль фронта ударной волны, анизотропия относительно направления магнитного поля (тока) – наиболее энергичные частицы наблюдаются в направлении действия силы  $F = \frac{e}{c} UB_z$  – направлении против тока, постепенный набор энергии при движении ионов вместе с ударной волной, совпадение расчетных и экспериментальных данных позволяют сделать вывод об экспериментальном обнаружении эффекта серфотронного ускорения ионов при их резонансном взаимодействии со скачком электростатического потенциала во фронте МЗУВ.

## 5.5. Серфотронное ускорение протонов в квазинейтральном токовом слое. Эксперимент

Установка и условия проведения эксперимента были аналогичны приведенным в главе 4. На рис. 5.20 приведены карты изолиний магнитного потока [188; 192], полученные при однополярном импульсе поля  $B_I$  (с кроубаром) для трех режимов по начальной концентрации в момент времени  $t = 300$  нс от начала формирующего слой поля на границе.

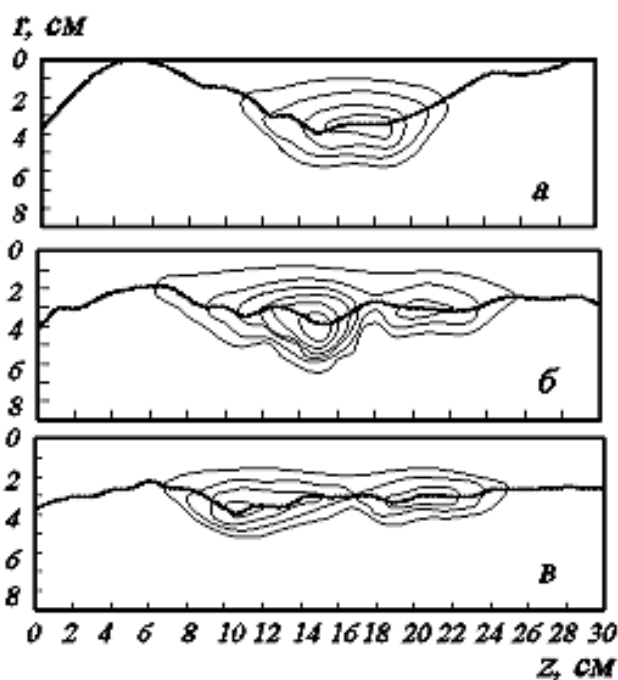


Рис. 5.20. Карты изолиний магнитного потока для  $n_0 \gg 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (а);  $n_0 \gg 2,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (б);  $n_0 \gg 3,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (в).  $t = 300$  нс. Изолинии нанесены с шагом  $5000 \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ . Положение нейтральной линии ( $B_z = 0$ ) показано пунктиром

Изолинии потока, эквивалентные карте силовых линий магнитного поля, нанесены с шагом  $5000 \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ . Пунктиром показано в плоскости  $r - z$

положение нейтральной линии. Штрихпунктирной линией обозначен луч зрения энергоанализатора ( $z = 18 \text{ см}$ ). Магнитная структура характеризуется наличием магнитных островов, возникающих в результате развития тиринг-неустойчивости. Положение и количество островов определяется начальными параметрами плазмы, в частности, ее начальной концентрацией.

Из рентгеновских измерений [187] и данных, полученных с помощью потенциальных зондов, следует, что в плазме КТС (толщина слоя  $D \gg 2 \text{ см}$ ) возбуждается ионно-звуковая турбулентность и наблюдается нагрев электронов до энергий  $(300 \div 1000) \text{ эВ}$ .

Следует отметить сложную структуру сигнала с потенциального зонда (рис. 5.21). Она определяется соотношением между ионным током  $I_i$  и электронным  $I_e$ , а также потенциалом плазмы. В движущемся КТС  $I_i$  сильно зависит от величины направленной скорости ионов, в то время как  $I_e$  определяется ве-

личной  $T_e$ , поэтому отрицательные выбросы на зондовом сигнале соответствуют зонам с повышенной температурой электронов (в центре КТС – рис. 5.21 (а) и вблизи границ КТС – рис. 5.21 б). Положительные скачки потенциала в окрестности границ КТС определяются движущимися ионами (рис. 5.21а);  $|Dj| \approx 1000$  В.

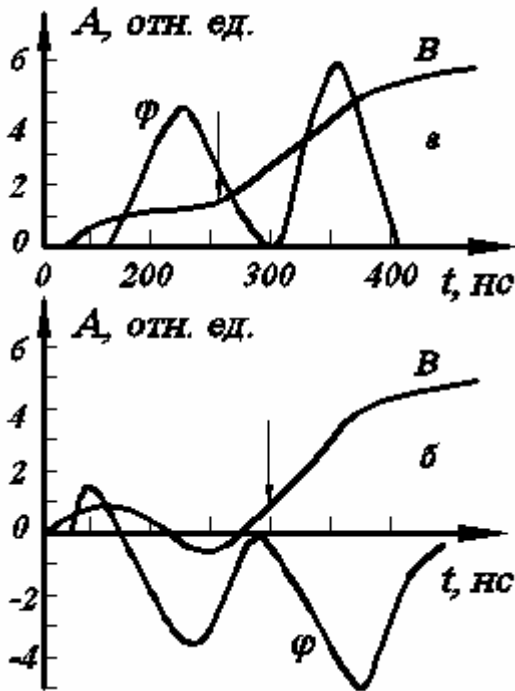


Рис. 5.21. Сигналы с магнитного ( $B$ ) и потенциального ( $j$ ) зондов.

а –  $n_0 \gg 4 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ , б –  $n_0 \gg 10^{13}$  см $^{-3}$ .

Стрелками отмечены точки  $B_z = 0$

О регистрации скачков потенциала, обеспечивающих электростатические поля в направлении поперек КТС, сообщалось также в работе [249]. Области большого положительного поперечного (относительно направления тока) потенциала ( $Dj \approx 60$  В) коррелировали с зонами повышенной температуры электронов и островами усиленного плазменного давления. На размере  $\sim 100l_D$  регистрировались продольные положительные скачки потенциала ( $Dj \approx 80$  В) – двойные слои, обусловленные «индуктивными эффектами» в момент поперечного разрыва КТС. Эти поля считались возможным кандидатом на ускорение ионов.

Ионный сигнал от частиц с энергиями  $E \approx 500$  эВ имеет вид пиков, длительность которых отвечает прохождению радиальных областей размером около 0,5 см, смещенных относительно нейтральной линии к границам КТС. В постановке «по току» (регистрировались протоны, движущиеся по направлению, совпадающему с направлением тока в КТС) на радиусе  $r_2$  наиболее энергичные частицы сосредоточены за нейтральной линией в области пристеночной границы КТС. На радиусе  $r_1$  «по току» и на обоих радиусах, когда направление тока в плазме КТС было обратным (при неизменном положении энергоанализатора) – т. е. в постановке «против тока» наиболее энергичные частицы регистрировались перед нейтральной линией в окрестности приосевой границы КТС. Отметим, что в последнем случае направление движения детектируемых ионов было

противоположным относительно направления индукционного электрического поля в X-точках КТС. Тепловые протоны ( $E < 500$  эВ) излучаются непрерывно по всей толщине КТС.

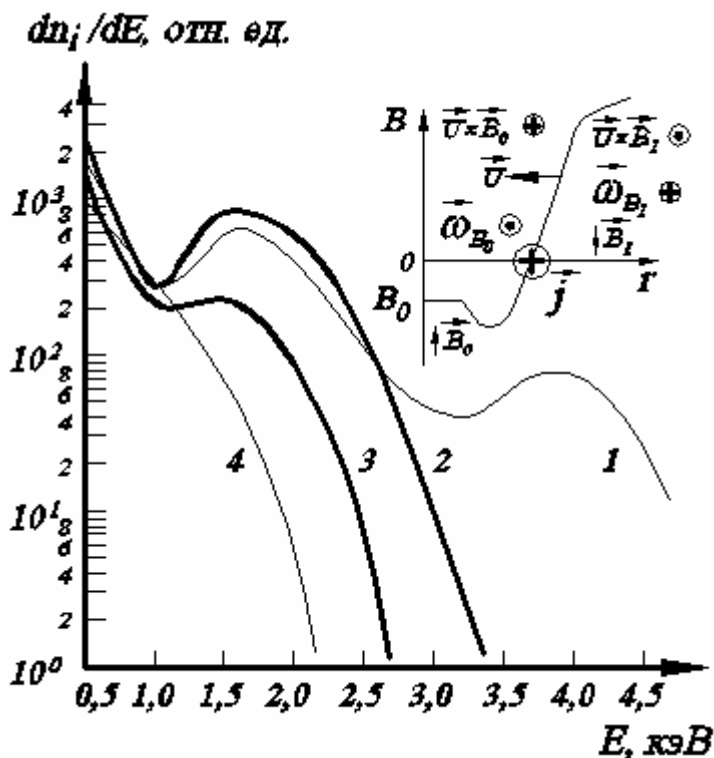


Рис. 5.22. Распределения протонов по энергии.

Против тока – кривые 1, 3;

по току – 2, 4.

$$n_0 \gg 10^{13} \text{ см}^{-3} - 1, 2;$$

$$n_0 \gg 2,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3} - 3, 4.$$

$$r = 3 \text{ см}, z = 18 \text{ см}$$

Примеры энергетических спектров для всплесков ионов перед нейтральной линией, содержащих наиболее энергичные частицы, приведены на рис.

5.22, где сравниваются распределения при  $n_0 \gg 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $2,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , снятые в постановке против тока (кривые, соответственно, 1, 3) и по току (2, 4). Все функции распределения имеют неравновесный вид, причем для одинаковых  $n_0$  более энергичные частицы наблюдаются движущимися в направлении против тока.

Используя измерения спектров на радиусах  $r_1$  и  $r_2$ , по максимальным значениям энергий протонов, движущихся навстречу току, была построена зависимость темпа ускорения  $dE/dr$  от начальной концентрации плазмы (рис. 5.23). Видно, что темп ускорения падает с ростом  $n_0$ . Немонотонность зависимости может быть связана с неоднородностью магнитной структуры КТС. При изменении начальной концентрации энергоанализатор регистрирует частицы из центральной части острова (рис. 5.20 а), X-точки (рис. 5.20 б) и окраины острова (рис. 5.20 в). Минимум кривой  $\frac{dE}{dr} = f(n_0)$  соответствует структуре, изображенной на рис. 5.20б, когда луч зрения энергоанализатора проходил через X-точку.

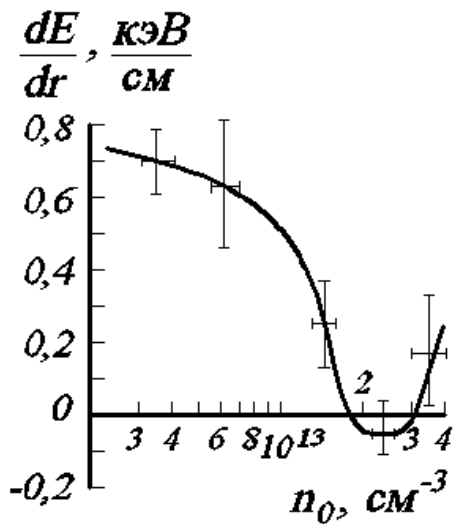


Рис. 5.23. Зависимость темпа набора ионами энергии в направлении вдоль КТС от начальной концентрации плазмы

**Обсуждение результатов.** В главе 4 сообщалось о детектировании ионов больших энергий, движущихся вместе с токовым слоем, сходящимся к оси. Приведем макроскопическое описание возможного механизма ускорения частиц. Движение ионов вместе с токовым слоем происходит при их захвате в слой (скачком электростатического потенциала) и определяется силами, действующими в радиальном направлении в соответствии с законом сохранения азимутального момента. Частица выходит из захвата, достигнув предельной азимутальной скорости  $V_j$  (см. формулу (5.51)). На рис. 5.22 направлению движения по ларморовскому вращению соответствуют более энергичные частицы (спектры 1, 3). При измеренных значениях  $B_z = 500$  Гс,  $r = 3$  см разница в величинах  $E_{max}$  для распределений протонов, движущихся по (кривые 1, 3) и против (2, 4) направления вращения, согласуется с оценкой  $DV_j$  из формулы (5.51).

При перемещении с радиуса  $r_2$  на  $r_1$  ( $r_1 < r_2$ ) азимутальная скорость захваченной частицы растет в соответствии с формулой (5.52). Первое слагаемое в формуле (5.52) описывает изменение скорости вследствие сохранения азимутального момента (цилиндричность системы). Второе – учитывает, что захвачена заряженная частица, и связано с изменением магнитного потока внутри ее орбиты из-за радиального движения со скоростью  $V_p$  области захвата. При этом можно говорить об ускорении ионов под действием силы Лоренца

$$eE_j = \frac{e}{c} (\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}_z)$$

– серфотронном ускорении.

На равновесной для частицы орбите радиуса  $r_1$  величина необходимого для захвата ионов с энергией  $E_j = \frac{MV_j^2}{2} \approx 4$  кэВ (рис. 5.22) радиального электрического поля  $E_r \approx \frac{MV_j}{e} \left( \frac{V_j}{r_1} + w_{ci} \right) \approx 2$  кВ/см. Радиальные электрические поля в КТС появляются при радиальных движениях связанных с КТС магнитных неоднородностей или могут определяться градиентами температур на границах КТС при быстром нагреве плазмы. На более поздних стадиях эволюции токового слоя поперечные электрические поля локализуются в окрестности сепаратрисы, отделяющей замкнутые силовые линии островов от холодной окружающей плазмы с открытыми силовыми линиями. При толщине области захвата 0,5 см требуемый скачок потенциала составляет  $Dj \gg 1$  кэВ. На температурных градиентах, возникающих, например, из-за ухода горячих электронов вдоль разомкнутых силовых линий, на границах острова можно ожидать скачок потенциала величиной  $T_e$ , которая изменяется от 300 до 1000 эВ, что порядка  $Dj$ .

Предполагая, что захват осуществляется вблизи стенки рабочего объема в область внутренней границы КТС (ее траектория на рис. 4.26 (в) обозначена цифрой 1) для  $E_0 = 100$  эВ, что порядка температуры ионов в токовом слое, пользуясь формулой для азимутальной энергии захваченной частицы

$$E = \left\{ \frac{r_0}{r} \sqrt{E_0} + \frac{e}{rc\sqrt{2M}} [y(r_0) - y(r)] \right\}^2, \quad (5.66)$$

можно рассчитать кривую набора энергии – см. рис. 4.20 б. Отрезками на этом рисунке обозначены измеренные моменты времени (с учетом временного разрешения) регистрации максимумов сигналов потоков частиц различных энергий, движущихся в радиальном направлении. Видно, что расчетная кривая хорошо ложится на экспериментальные точки.

На возможность серфотронного ускорения заряженных частиц в плазменных формированиях с антипараллельными полями обращалось внимание в работе [336]. Они рассматривали взаимодействие токовых волокон (взрывной магнитный коллапс), когда из-за разделения зарядов возникает быстрорастущее поперечное электростатическое поле. Частица, будучи захваченной этим полем, перемещается поперек магнитного поля и ускоряется перпендикулярно как электрическому, так и магнитному полям.

В постановке против тока ускорение с теплового уровня в соответствии с формулой (5.64) для частицы, перемещающейся от  $r_2$  к  $r_1$  с радиальной скоростью  $U$ , не объясняет наблюдаемых энергий. При  $E_{max} \gg 4$  кэВ (спектр 1 на рис. 5.22) требуется энергия инжекции  $E_{j0} \gg 1,2$  кэВ. В данном случае начальный набор энергии может происходить из-за обмена импульсом между ионами и электронами в зоне токовой ионно-звуковой турбулентности [77]. В поддержку такой возможности говорит факт одинакового характера изменения температуры электронов в слое и  $E_{max}$ : с уменьшением  $n_0$  наблюдается рост  $E_{max}$  и  $T_e$ . Измерения в КТС, как упоминалось выше, дают температуры электронов, которые по порядку величины совпадают с необходимыми энергиями инжекции.

Выше сообщалось, что величина  $dE/dr$  минимальна в окрестности X-точки. Этот факт может быть следствием малости по сравнению с магнитным островом величины скачка потенциала и граничного магнитного поля в области X-точки. Захваченные в окрестность X-точки вблизи стенки рабочего объема протоны, набрав энергию  $\leq 3$  кэВ, выходят из КТС (в согласии с формулой (5.45)) и, соответственно, из режима ускорения. Следует заметить, что в плазме с большим числом Рейнольдса индукционное электрическое поле вдоль X-линии  $E_{X-min}$  значительно превышает индукционное электрическое поле  $E_{O-min}$  вдоль O-линии:  $E_{O-min} \approx E_{X-min} \frac{c/w_{pi}}{L}$ , где  $L \gg c/w_{pi}$  – длина O-линии [163].

При изложении экспериментальных результатов приводились данные по регистрации протонов с  $E_{max} \approx 80E_n$ , которые двигались вдоль радиуса по направлению движения токового слоя, ускорение которых нельзя объяснить отражением от скачка потенциала. Такие ионы наблюдались также и под углом  $\alpha = 45^\circ$  в плоскости  $r - z$ . Спектры частиц, движущихся вдоль радиуса в плоскости тока, и под углом  $45^\circ$  в плоскости  $r - z$ , подобны распределениям ионов по энергии при регистрации вдоль тока. Причем максимальные энергии частиц сравнимы с  $E_{max}$  для протонов, регистрируемых в направлении против тока. Аналогичны зависимости  $E_{max}$  для ионов, движущихся поперек и под углом к току от величины  $n_0$ . Эти результаты позволяют предположить, что источником энергичных частиц в данном эксперименте является, в основном, направление вдоль тока в КТС. По-видимому, существует эффективный механизм рассеяния на углы  $\theta \approx 90^\circ$  в зоне токовой ионно-звуковой турбулентности и на колебаниях, возбуждаемых пучками ионов при ион-ионном взаимодействии. Кулонов-



ское рассеяние ионного пучка, как показывают оценки, не может обеспечить наблюдаемой интенсивности, так как длина свободного пробега частиц с энергиями, лежащими в исследованном диапазоне,  $l_k = 1/n_0 S_k \gg (10^3 \div 10^6)$  см ( $S_k$  – сечение кулоновского рассеяния на угол  $90^\circ$ ) намного превышает размеры рассеивающей мишени ( $\sim 10$  см). Сравнение продольного и поперечного спектров при близких начальных параметрах плазмы позволяет определить вид энергетической зависимости эффективного сечения рассеяния  $S_{эфф}(E)$ . Зависимость близка к  $S_{эфф}(E) \propto E^{-1}$ , в то время как для кулоновского рассеяния  $S_k(E) \propto E^{-2}$ . Как уже отмечалось, КТС в условиях описываемых экспериментов является бесстолкновительным, поэтому в большинстве его характерных свойств определяющую роль играют коллективные процессы. Существование перед слоем турбулентной области, образующейся во фронте волны разряжения или сжатия, также важный фактор, который надо учитывать при объяснении наблюдаемых в КТС эффектов.

В направлении вдоль нейтральной линии потоки ионов (рис. 4.24), вероятно, связаны с гидродинамическим растеканием плазмы вдоль КТС и аналогичны наблюдавшимся авторами работы [119-121]. Частицы более высоких энергий (хвост распределений на рис. 4.24), движущиеся вдоль нейтральной линии, являются рассеянными с направления вдоль тока. Максимальные энергии ионов для спектра, приведенного на рис. 4.28 а, не измерялись. Энергии же частиц  $E \approx 1,5$  кэВ могут быть результатом как ускорения в соответствии с формулой (5.64) с теплового уровня, так и ускорения в электрическом поле, возникающем в X-точке при пересоединении, с последующим рассеянием.

Не совсем ясным оказывается вопрос, как набирается энергия ионами при вынужденном разрушении старой магнитной структуры и формировании на ее месте новой (см. рис. 4.21, 4.22). В этом случае трудно ожидать большого вклада серфотронного механизма ускорения из-за разрушения КТС и, соответственно, скачка потенциала. Дополнительное ускорение может происходить в индукционном электрическом поле при изменении магнитного потока. Ускорение в нем в течение времени раскрытия (400 нс) обеспечивает энергию  $E \approx 1,5$  кэВ. Возможно, важную роль здесь играют потоки горячей плазмы, выбрасываемые из магнитной ловушки (острова) при ее открытии (разрушении острова). Окончательный спектр ионов по энергии, по-видимому, устанавливается в результате воздействия всех перечисленных механизмов ускорения.

### *Сравнение с данными спутниковых измерений в геомагнитном хвосте.*

Сравнение результатов лабораторных и спутниковых экспериментов выявляет аналогию между многими эффектами, связанными с энергичными ионами, в лабораторном КТС и плазменном слое (ПС) геомагнитного хвоста, включающем квазинейтральный токовый слой, пограничную область плазменного слоя (ПОПС, сепаратрисный слой).

Многочисленные исследования (см., например, обзор Зеленого, [108]) показали наличие возмущенных периодов в магнитосфере Земли, которым предшествует изменение знака межпланетного магнитного поля [204; 331]. При этом считается, что на геоцентрическом расстоянии  $\sim 15R_E$  происходит формирование новой нулевой линии X-типа, перестройка магнитной структуры хвоста, которая сопровождается генерацией всплесков энергичных частиц [287]. Разрушение старой и образование новой магнитной структуры, следующее за переполюсовкой магнитного поля на границе плазмы, сопровождается излучением энергичных ионов и является внешне наиболее очевидной аналогией между результатами лабораторного эксперимента (см. рис. 4.21, 4.23) и данными измерений в геомагнитном хвосте.

Остановимся более подробно на анализе ионных измерений.

Ионы в ПС подразделяются на три популяции: тепловые ( $E \approx 16$  кэВ), сверхтепловые ( $E \approx 100$  кэВ) и высокоэнергичные ( $E \approx 1$  МэВ). Всплесковость (быстрый рост и спад интенсивности) наиболее характерна для последней группы [268]. Высокоэнергичные частицы распределены по ПС неоднородно. Наиболее уверенно они регистрируются в дальнем хвосте на границе ПС, которая выделяется по сравнению с долями хвоста резким возрастанием  $T_e$ , концентрации плазмы и спадом величины магнитного поля [197; 233; 265; 368]. Регистрации всплесков сопутствует прохождение через спутник плазмоида – плазменного тела с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля [265; 330]. Прохождение плазмоида сопровождается также движением ПОПС и, по видимому, всего слоя плазмы между плазмоидом и долями хвоста толщиной  $0,5R_E \approx D \approx 3R_E$  поперек тока в хвосте (вдоль оси  $Oz$ ), отвечающим расширению и сжатию ПС со средними скоростями до  $10^7$  см/с [330]. Важным свойством является эволюция распределения ионов по скоростям в сепаратрисном слое от узконаправленного пучкового к почти изотропному в результате взаимодействия волна – частица [233]. В работах [220; 306] сообщалось об измере-

ниях на расстоянии  $7R_E - 23R_E$  в ПОПС компонент  $E_x$  и  $E_y$  электрического поля.

Используя соотношение  $\dot{\vec{E}} \cdot \dot{\vec{B}} = 0$ , вычислялась  $E_z = -\frac{B_x}{B_z} E_x - \frac{B_y}{B_z} E_y$ . При пе-

ресечении ПОПС зонды ISEE 1 регистрировали флуктуирующие электрические поля амплитудой до 100 мВ/м, характерные для этой области, в течение време-

ни  $t \approx 1$  минуты. Величины  $\frac{B_x}{B_z}$  и  $\frac{B_y}{B_z}$  на границе ПС обычно много больше 1.

Эти события коррелировали с высоким уровнем низкочастотной турбулентности.

Интересные аналогии выявляются, если сравнить результаты ионных измерений вдоль тока в лабораторном КТС и данные по всплескам высокоэнергичных частиц в окрестности нейтральной линии и в области между КТС и долями хвоста магнитосферы. В работе [296] всплесковый характер высокоэнергичных ионов связывался с прохождением мимо спутника в сторону Земли магнитных структур, образующихся при формировании новой нулевой линии. На рис. 5.24а приведены данные, соответствующие рисункам 3 и 8 работы [296], и на рис. 8.19 б – рисунку 9 (а) той же работы. Показаны изменения магнитного поля ( $B$ , полярный  $q$  и азимутальный  $j$  углы вектора  $\dot{\vec{B}}$ ), потока ионов с энергиями 308–475 кэВ и давления плазмы, наряду с угловыми распределениями протонов с  $308 \leq E \leq 475$  кэВ в плоскости эклиптики ( $xOy$ ). В промежуток времени 15:15 UT – 15:35 UT ISEE 1 соприкасался с магнитной структурой с замкнутыми силовыми линиями.

Возможные положения спутника отмечены точками и цифрами на рис. 5.25 (стрелки и цифры на оси времени рис. 5.24 (а) соответствуют точкам на рис. 5.25). ISEE 1 в 15:15 UT находился в окрестности острова, затем, пересекая его, перешел в южную часть хвоста и далее вернулся в северную половину. По изменению давления плазмы и величины магнитного поля, показанных на рис. 5.24а, по-видимому, можно утверждать, что в промежуток времени 15:20–15:26 UT перед прохождением острова плазменный слой уширился, в то время как затем (до  $t \sim 15:31$  UT) быстро сжимался.

Покажем для данного случая принципиальную возможность генерации высокоэнергетичной ионной компоненты в процессе серфотронного ускорения.

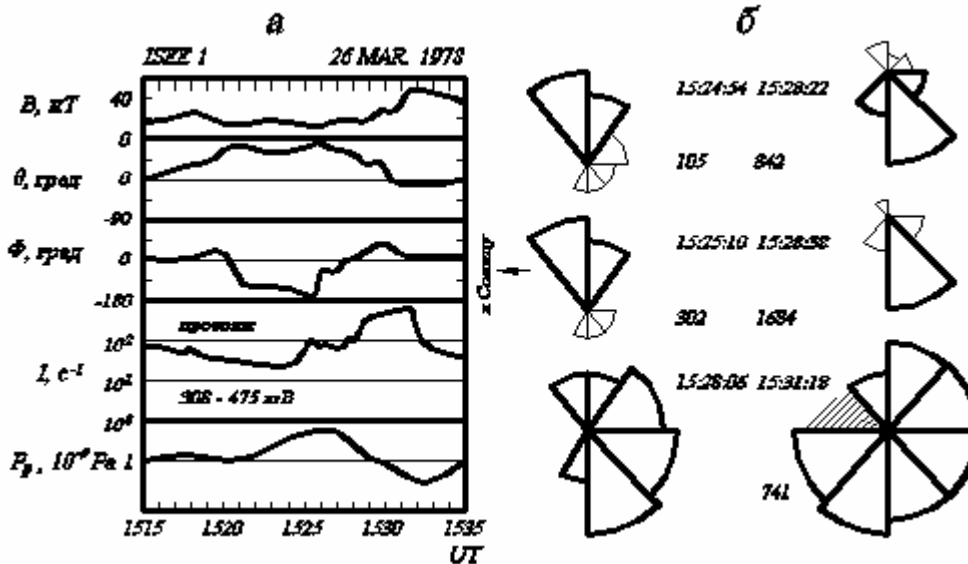


Рис. 5.24. Данные, соответствующие рис. 3, 8 и 9а в работе [296]:

а) сверху вниз: величина магнитного поля, полярный и азимутальный углы наклона вектора  $\vec{B}$ ; скорость счета протонов с энергиями 308–475 кэВ; давление плазмы. б) угловые распределения 308–475 кэВ протонов в  $xOy$ -плоскости. Цифры у диаграмм означают время регистрации и максимальную скорость счета

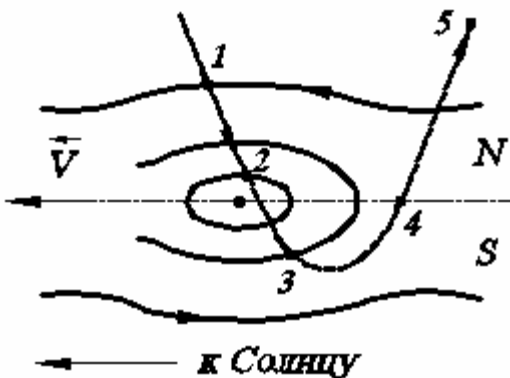


Рис. 5.25. Схема относительного движения ISEE 1 и магнитной структуры

На основании данных по измерению электрических полей в ПОПС полагаем, что на границе между областью замкнутых (магнитный остров – плазмоид) и разомкнутых силовых линий магнитного поля существует скачок потенциала вдоль оси  $Oz$ , связанный, например, с уходом горячих электронов из плазмоида. Эта область – сепаратрисный слой [265] толщиной  $d \approx 3R_E$ , как уже упоминалось, может двигаться поперек хвоста со скоростями  $V_p$  до  $10^7$  см/с. В частности, данные работы [296] по временной последовательности регистрации изменений магнитного поля и интенсивности энергичных частиц на разнесенных по  $z$  спутниках ISEE 1 и ISEE 2 позволяют предположить движение сепаратрисного слоя со скоростью  $4 \cdot 10^6$  см/с. Максимальная скорость частиц вдоль фронта потенциальной волны (вдоль тока в КТС), обеспечиваемая серфотронным механизмом

[166], равна  $V_{ym} = c \frac{E_z}{B_x}$ . При  $\frac{B_x}{B_z} = 3$ ,  $\frac{B_y}{B_z} = 1$ ,  $E_x = E_y = 100$  мВ/м

$V_{ym} = 2 \cdot 10^9$  см/с, что соответствует энергии  $E_{ym} = 2,1$  МэВ. Для плоской геометрии скорость захваченной частицы при резонансном взаимодействии со скачком потенциала растет согласно формуле

$$V_y = V_{y0} + V_p w_{ci} t, \quad (5.67)$$

где  $V_{y0}$  – начальная скорость иона. Оценим  $V_y$  для рассматриваемых условий.

При тепловой инжекции, когда температура протонов в ПС  $\sim 6$  кэВ,  $V_{y0} = 1,1 \cdot 10^8$  см/с,  $w_{ci}$  определяем для поля  $2 \cdot 10^{-4}$  Гс. Сложнее вычислить время ускорения, зависящее от длины перемещения сепаратрисного слоя вдоль  $Oz$ . Экспериментальных данных по этому поводу для хвоста нет. В работе [296] приводится размер вдоль хвоста области, занятой высокоэнергичными частицами  $l \gg 4R_E$ . Примем его за продольный размер острова, полагая при этом, что остров находится на стадии развития, когда он уже спинчевался и толщина острова  $D$  стала порядка его длины [16]. Зная, что на начальном этапе  $l/D = 3$ , получаем, что граница плазмоида сместилась по  $z$  на размер  $\sim R_E$ , который лежит при геоцентрическом расстоянии  $\sim 22,6R_E$  внутри диапазона изменения положения ПОПС относительно нейтральной плоскости  $(2, 7)R_E$ , измеренного авторами работы [234]. Заметим, что для крупномасштабных структур далеко в хвосте, когда длина плазмоида составляет  $(70, 150)R_E$ , изменение положения границы много больше и, соответственно, возможны еще большие энергии ионов. При перечисленных значениях параметров энергия частиц в ближнем хвосте вследствие серфотронного ускорения может быть  $E_y \gg 1$  МэВ, что меньше  $E_{ym}$ , но больше наблюдаемой авторами работы [296]. Ограничение на  $E_y$  может также определяться конечностью области ускорения  $L$  по оси  $Oy$  ( $L < L_m$ , где  $L_m$  – размер хвоста вдоль оси  $Oy$ ).

Для угловых распределений ионов характерна значительная анизотропия по направлению, в том числе вдоль тока в хвосте. Анизотропия вдоль тока появляется либо в случае ускорения в индукционных электрических полях, связанных с развитием процессов пересоединения на X-линии, либо при работе  $V_p \times B$ -механизма. На X-линии ионы ускоряются по току. Ключевой особенностью серфотронного ускорения является изменение знака поля  $E_y = \frac{1}{c} V_p \times B_x$ ,

связанного с захваченной в движущийся сепаратрисный слой частицей, и, как следствие, изменение направления движения ионов относительно направления тока. Проанализируем угловые распределения, показанные на рис. 5.24б. В промежуток времени вблизи 15:25 UT спутник находился в южной половине хвоста, когда можно предположить движение сепаратрисного слоя с небольшой скоростью от нейтральной линии ( $B_x = 0$ ). Знак  $V_p \times B_x$  при этом совпадает с направлением тока в хвосте и соответствует угловым распределениям в 15:24:54 и 15:25:10 UT (рис. 5.24 б) всплеска 308–475 кэВ протонов. После перемещения в северную полуплоскость ( $t \geq 15:25:55$  UT; момент времени 4 на рис. 5.25) в сжимающемся ПС  $V_p \times B_x$  меняет знак на обратный. Сжатие происходит с большей, чем расширение, скоростью, и приборы регистрируют мощный всплеск 308–475 кэВ протонов около 15:30 UT. Анизотропия для этих частиц также изменяется на обратную, что исключает влияние ускорения на Х-линии. Ускоренные ионы, в соответствии со знаком  $V_p \times B_x$ , движутся в направлении против тока – рис. 5.24 б, моменты времени 15:28:22, 15:28:38 UT. В дальнейшем распределение высокоэнергичных протонов из-за рассеяния изотропизуется по углам – рис. 5.24 б, момент времени 15:31:18 UT.

Пересечение спутником нейтральной плоскости (схема на рис. 5.25) не является обязательным условием идентификации механизма серфотронного ускорения. Результаты анализа не изменятся, если оставаться в рамках интерпретации данных магнитных измерений как прохождения мимо спутника плазмоида без пересечения нейтральной плоскости. При условии захвата иона скачком потенциала в движущемся в процессе прохождения плазмоида перпендикулярно плоскости эклиптики сепаратрисном слое расширение ПС (движение ПОПС от нейтральной линии) будет вызывать ускорение ионов по направлению тока, сжатие ПС (движение сепаратрисного слоя к нейтральной линии) – ускорение ионов в направлении против тока в геомагнитном хвосте как для северной, так и южной его части.

В поддержку проявления серфотронного механизма ускорения в хвосте говорит и факт обнаружения при расширении ПС высотной (вдоль оси  $Oz$ ) стратификации ионов: частицы более высоких энергий наблюдались дальше от КТС [197; 265].

В рамках рассматриваемого механизма можно предложить объяснение соотношения между энергиями протонов и  $\alpha$ -частиц в геомагнитном хвосте.

При серфотронном ускорении максимальная возможная скорость иона не зависит от его массы, если достаточно времени для ее набора. Время ускорения  $t_{ам}$  для  $\alpha$ -частиц до  $V_{ym}$  больше протонного  $t_{pm}$  в 2 раза. Протонное время для примера, разобранный выше, в котором оценивалось значение  $V_y$  по формуле (5.67), равно 95 секунд; действительное время ускорения  $t_{уск} \approx 60$  с. Максимальная скорость не набирается даже протонами. В случае  $t_{уск} < t_{pm}$  энергия  $\alpha$ -частиц всегда меньше  $E_p$  [336], что соответствует измерениям в ближнем хвосте [278], тогда как на геоцентрическом расстоянии  $\sim 216R_E$  (для больших  $z$ ), где  $t_{уск}$  возрастает, уже  $E_a \gg E_p$ .

Отметим, что на еще одну возможность реализации серфотронного ускорения в геомагнитном хвосте обращалось внимание в работе [109]. Ускорение связывалось с наличием в хвосте когерентных электростатических волн. Такие колебания могут распространяться поперек магнитного поля хвоста, иметь амплитуды до 30 мВ/м и ускорять захватываемые частицы под влиянием силы Лоренца  $\frac{e}{c}V_p \times B$  до энергий около 1 МэВ.

Подробные характеристики тепловой и сверхтепловой ионной компоненты в диапазоне энергий 70 эВ–40 кэВ на расстоянии  $(13–15)R_E$  в плазменном слое изложены в работе [323]. Данные получены со спутников ISEE 1, ISEE 2, находившихся на расстоянии  $(1,2–1,5)R_E$  друг от друга и несколько раз пересекавших нейтральную линию. Потоки частиц, движущихся вдоль нейтральной линии поперек тока в хвосте как к Земле, так и от Земли, регистрировались в момент пересечения КТС и прохождения плазмоида. Скорость потоков плазмы была порядка  $V_A$ . Примеры спектров ионов по энергии, восстановленные из двумерных распределений, приведенных для моментов времени 10:57:29 UT при пересечении нейтральной линии (рис. 4, кадр 3 цитируемой работы), – поток в хвост и 11:22:05 UT (рис. 8 в, кадр 2) – поток к Земле, приведены, соответственно, на рис. 5.26а и 5.26б. Аналогично распределениям для протонов, движущихся вдоль нейтральной линии от X-точки в лабораторном КТС (рис. 4.24), распределения в геомагнитном хвосте также показывают наличие потока частиц, движущихся со скоростью  $V_A$  в обе стороны от плазмоида (вдоль оси  $Ox$ ), и более энергичного хвоста распределения.

Таким образом, вклад в энергию частиц в КТС вносит предварительное

ускорение в зоне токовой ионно-звуковой турбулентности до  $E \sim T_e$ , серфотронное ускорение при резонансном взаимодействии частиц с макроскопическим скачком электростатического потенциала и ускорение индукционными электрическими полями, генерируемыми при пересоединении.

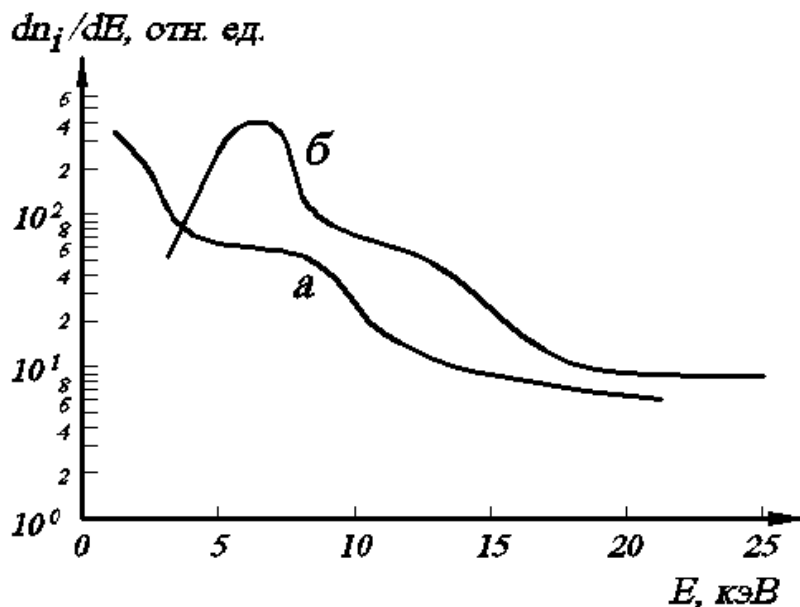


Рис. 5.26. Распределения протонов по энергии: а) момент времени 10:57:29 UT – поток в хвост; б) 11:22:05 UT – поток к Земле. Спектры восстановлены по данным ISEE 2, приведенным в работе [323]

Проведенное сравнение лабораторных данных с результатами спутниковых измерений в геомагнитном хвосте позволяет утверждать, что свойства сравниваемых токовых слоев одинаковы. Схожесть выражается в наличии всплесков интенсивности высокоэнергичных частиц при перестройке магнитной структуры, потоках плазмы вдоль нулевой линии, существовании механизма рассеяния ионов. Показана также принципиальная возможность работы серфотронного механизма ускорения заряженных частиц в условиях хвоста магнитосферы Земли. В результате продемонстрирована полезность лабораторного исследования квазинейтральных токовых слоев для понимания процессов, происходящих в космической плазме.



## Библиографический список

1. Алиновский Н.И., Алтынцев А.Т., Кошилев Н.А. – Новосибирск, Препринт / ИЯФ СО АН СССР; № 291. 1969. – 18 с.
2. Алиновский Н.И., Нестерихин Ю.Е., Рогозин А.И. // Теплофизика высоких температур. 1970. - № 8. – С. 359.
3. Алиновский Н.И., Алтынцев А.Т., Кошилев Н.А. // ЖЭТФ. 1972. – Т. 62, вып. 6. – С. 2121.
4. Алиханов С.Г., Белан В.Г., Кичигин Г.Н. - Новосибирск, Препринт / ИЯФ СО АН СССР; № 74-70. 1966. – 9 с.
5. Алиханов С.Г., Алиновский Н.И., Долгов-Савельев Г.Г. [и др.] // III Межд. конф. по физике плазмы. – Доклад CN-24/A-1. – Новосибирск, 1968.
6. Алиханов С.Г., Алиновский Н.И., Долгов-Савельев Г.Г. [и др.] // Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research. 1969. – V. 1. – P. 47.
7. Алиханов С.Г., Белан В.Г., Кичигин Г.Н., Сагдеев Р.З. // Труды II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. – Минск, 1969.
8. Алиханов С.Г., Сагдеев Р.З., Чеботаев П.З. // ЖЭТФ. 1969. – Т. 57. – С. 1565.
9. Алиханов С.Г., Белан В.Г., Кичигин Г.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1970. – Т. 59, вып. 6. – С. 1961.
10. Алиханов С.Г., Белан В.Г., Кичигин Г.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1971. – Т. 60, вып. 3. – С. 982.
11. Алтынцев А.Т., Астраханцев Н.В., Кичигин Г.Н. [и др.] // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1980. – № 54. – С. 3.
12. Алтынцев А.Т., Красов В.И., Томозов В.М. Солнечные вспышки и плазменные эксперименты // Итоги науки и техники. Исследование космического пространства. – Т. 25 / ВИНТИ. – Москва, - 1984. - С. 99.
13. Алтынцев А.Т., Красов В.И., Лебедев Н.В. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1987. – Т. 45, вып. 1. – С. 17.
14. Алтынцев А.Т., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. – Иркутск, Препринт / СИБИЗМИР СО АН СССР; № 20. 1988. – 23 с.
15. Алтынцев А.Т., Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. – Иркутск, Препринт / СИБИЗМИР СО АН СССР; № 21. 1988. – 13 с.
16. Алтынцев А.Т., Красов В.И., Лебедев Н.В. [и др.] // ЖЭТФ. 1988. – Т. 94, вып. 9. – С. 75.
17. Алтынцев А.Т., Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В. [и др.] // ЖЭТФ. 1989. –

Т. 96, вып. 2. – С. 574.

18. Алтынцев А.Т., Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В. [и др.] // Письма в Астрономический журнал. 1989. – Т. 15, №. 5. – С. 475.
19. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. – М.: Наука, 1964. – 278 с.
20. Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Бурдаков А.В. [и др.] // Физика плазмы. 2005. – Т. 31, № 6. – С. 506.
21. Артеев М.С., Сулакшин С.С. // Приборы и техника эксперимента. 1987. – Вып. 3. – С. 142.
22. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. - М.: Атомиздат, 1979. – 320 с.
23. Астраханцев Н.В., Волков О.Л., Еселевич В.Г. [и др.] // Тезисы докладов Всесоюзной конференции по плазменной астрофизике. – Иркутск.: Наука, 1976. – С. 43.
24. Астраханцев Н.В., Волков О.Л., Еселевич В.Г., Кичигин Г.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1978. – Т. 75. – С. 1289.
25. Астраханцев Н.В., Еселевич В.Г., Кичигин Г.Н., Паперный В.Л. // ЖТФ. 1978. –Т. 48, № 2. – С. 297.
26. Астраханцев Н.В., Кичигин Г.Н., Паперный В.Л. [и др.] // Физика плазмы. 1979. – Т. 5, № 1. – С. 613.
27. Астраханцев Н.В., Кичигин Г.Н., Паперный В.Л. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1980. – № 54. – С. 73.
28. Астраханцев Н.В., Кичигин Г.Н., Паперный В.Л. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1980. – № 54. – С. 86.
29. Астраханцев Н.В., Волков О.Л., Караваев Ю.С. [и др.] – Иркутск, Препринт / СибИЗМИР СО АН СССР; № 17-83. 1983. – 9 с.
30. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. – М.: Наука, 1978.– 224 с.
31. Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С. [и др.] // ЖТФ. 1960. – Т. 30, вып. 12. – С. 1456.
32. Афросимов В.В., Гладковский И.П. // ЖТФ. 1967. – Т. 37, вып. 9. С. 1557.
33. Афросимов В.В., Петров М.П. Состояние и перспективы корпускулярных методов исследования плазмы на термоядерных установках // Диагностика плазмы. Вып. 5 / Под ред. М.И. Пергамента. Москва, 1986. С. 135.

34. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. [и др.] Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера. М.: Наука, 1974. – 720 с.
35. Ахиезер А.И., Любарский Г.Я. // Докл. АН СССР. 1951. - Т. 80, № 2. - С. 193.
36. Ахиезер А.И., Половин Р.В. // Докл. АН СССР. 1955. - Т. 102, № 5. - С. 919.
37. Ахиезер А.И., Половин Р.В. // ЖЭТФ. 1956. - Т. 30. - С. 915.
38. Бабенко А.Н., Кругляков Э.П., Куртмуллаев Р.Х. [и др.]. О границе применимости зондовых измерений в нестационарной плазме // Диагностика плазмы. – Вып. 3 / Под ред. С.Ю. Лукьянова. – Москва, 1973. С. 509.
39. Балакирев В.А., Карась В.И., Карась И.В. // Физика плазмы. 2002. – Т.28, № 2. - С. 144.
40. Балихин М.А., Бородкова Н.Л., Вайсберг О.Л. [и др.] // Физика плазмы. 1988. – Т. 14, вып. 11. – С. 1326.
41. Баранов В.Б. // Космические исследования. 1969. – Т. 7, вып. 1. – С. 109.
42. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М.: Наука, 1970. – 504 с.
43. Беляев В.А., Брежнев Б.Г., Ерастов Е.М. // ЖЭТФ. 1967. – Т. 52, вып. 5. – С. 1170.
44. Бережко Е.Г., Фольк Г.Ж. // *Astropart. Phys.* 1997. - V. 7, P. 183.
45. Бережко Е.Г., Крымский Г.Ф. // Усп. Физ. наук. 1988. – Т. 154, вып. 1. – С. 49.
46. Бережко Е.Г., Елшин В.К., Крымский Г.Ф. [и др.]. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1988. – 182 с.
47. Бережко Е.Г., Елшин В.К., Ксенофонтов Л.Т. // ЖЭТФ. 1996. - Т. 109, С. 3.
48. Бережко Е.Г. Астрофизика и физика микромира // Материалы Байкальской школы по фундаментальной физике. - Иркутск, 1998. - С. 3.
49. Бережко Е.Г., Ксенофонтов Л.Т. // ЖЭТФ. 1999. - Т.116. - С. 737.
50. Бережко Е.Г., Петухов С.И., Танеев С.Н. (2002) // Письма в Астрон. журнал. – Т. 31, № 12. – С. 701.
51. Бережко Е.Г., Ксенофонтов Л.Т. // Письма в Астрон. журнал. 2005. – Т. 31, № 12. – С. 935.
52. Березин Ю.А., Куртмуллаев Р.Х., Нестерихин Ю.Н. // Физика горения и взрыва. 1966. – Т. 1, вып. 3. – С. 3.

53. Березин Ю.А., Куртмуллаев Р.Х., Нестерихин Ю.Н. – Новосибирск, Препринт / ИЯФ СО АН СССР; № 12. 1966. – 53 с.
54. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. [и др.] Астрофизика космических лучей / Под. ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1990. – 528 с.
55. Березовский М.А., Петров И.В., Конкашбаев И.К. [и др.] // Докл. АН СССР. 1983. – Т. 268, вып. 6. – С. 1369.
56. Богащенко И.А., Гуревич А.В., Салимов Р.А. [и др.] // ЖЭТФ. 1970. – Т. 59. – С. 1540.
57. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Комисарова И.И. [и др.] // 6-ая Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы: Тез. Докл. – Т. 1. - Ленинград, 1983. С. 329.
58. Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1982. – Т. 35, вып. 6. – С. 232.
59. Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Марков В.С. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1994. – Т. 59, вып. 8. – С. 510.
60. Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 2000. – Т. 71, вып. 2. – С. 78.
61. Борзенко В.П., Кошилев Н.А., Парфенов О.Г. [и др.] // ЖТФ. 1978. – Т. 48, вып. 6. – С. 1174.
62. Борзенко В.П., Кошилев Н.А., Строкин Н.А. // Иссл. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1980. - Вып. 54. - С. 112.
63. Борисенко А.Г., Кириченко Г.С., Хмарук В.Г. // 4-я Межд. конф. по физике плазмы и управляемому ядерному синтезу: Тез. Докл. – Т. 2. – Мэдисон, 1971. С. 141.
64. Буланов С.В., Сасоров // Астрономический журнал. 1975. – Т. 54, вып. 4. – С. 763.
65. Буланов С.И., Догель В.А., Франк А.Г. // Письма в Астрон. журнал. 1984. – Т. 10, вып. 2. – С. 149.
66. Буланов С.В., Сахаров А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1986. – Т. 44, вып. 9. – С. 421.
67. Буланов С.В., Сахаров А.С. – Москва, Препринт / ИОФ АН СССР; № 270. 1986. – 29 с.
68. Буланов С.В., Вшивков В.А., Дудникова Г.И. [и др.] // Физика плазмы. 1999. - Т. 25. - С. 701.
69. Вайнштейн С.И., Быков А.М., Топтыгин И.Н. Турбулентность, токовые

- слои и ударные волны. – М.: Наука, 1989. – с. 311.
70. Вайсберг О.Л., Галеев А.А., Застенкер Г.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1983. – Т. 85, вып. 4. – С. 1232.
71. Вайсберг О.Л., Галеев А.А., Климов С.И. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1982. – Т. 35, вып. 1. – С. 25.
72. Вайсберг О.Л., Застенкер Г.Н., Смирнов В.Н. [и др.] // Космические исследования. 1986. – Т. 24, вып. 2. – С. 166.
73. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. 1961. – Т. 1. – С. 82.
74. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Успехи физ. наук. 1961. – Т. 73. – С. 701.
75. Веденов А.А., Рютов Д.Д. Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях // Вопросы теории плазмы. – Вып. 6 / Под ред. М.А. Леонтовича. – Москва, 1972. – С. 3.
76. Векслер В.И., Саранцев В.П. и др. // Доклад на VI Международной конференции по ускорителям. – Кембридж, США, 1967.
77. Векштейн Г.Е., Сагдеев Р.З. // Письма в ЖЭТФ. 1970. – Т. 11, вып. 6. – С. 297.
78. Волков О.Л., Еселевич В.Г., Кичигин Г.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1974. – Т. 67, вып. 11. – С. 1689.
79. Волков О.Л., Еселевич В.Г., Кичигин Г.Н. [и др.] // Труды XII-й Международной конференции по физике ионизованных газов. – Голландия, 1975.
80. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы. – Вып. 7 / Под ред. М.А. Леонтовича. – М.: Атомиздат, 1973. С. 3.
81. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сигов Ю.С. // Физика плазмы. 1975. – Т. 1, № 1. – С. 10.
82. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д. [и др.] // ЖЭТФ. 1977. – Т. 73, № 10. – С. 1352.
83. Галеев А.А. Спонтанное пересоединение магнитных силовых линий в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы / Под ред. Р.З. Сагдеева и М.Н. Розенблюта. – Т. 2. Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галеева и Р. Судана – М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 331.
84. Галеев А.А., Климов С.И., Ноздрачев М.Н. [и др.] // ЖЭТФ. 1986. – Т. 90, вып. 5. – С. 1690.
85. Галеев А.А., Красносельских В.В., Лобзин В.В. // Физика плазмы. 1988. –

- Т. 14, вып. 10. – С. 1192.
86. Галеев А.А., Гальперин Ю.И., Зеленый Л.М. // Космические исследования. 1996. – Т. 34, вып. 4. – С. 339.
87. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. – 218 с.
88. Горев В.В., Кингсепп А.С., Рудаков А.И. // Радиофизика. 1976. – Т. 19, № 5-6. – С. 691.
89. Грибов Б.Э., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1985. – Т. 42. – С. 54.
90. Григоренко Е.Е., Зеленый Л.М., Федоров А.О. [и др.] // Физика плазмы. 2005. – Т. 31, № 3. – С. 240.
91. Гуревич А.В., Парийская Л.В., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1965. – Т. 49. – С. 647.
92. Гуревич А.В. // ЖЭТФ. 1967. – Т. 53, вып. 4. – С. 954.
93. Гуревич А.В., Парийская Л.В., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1968. – Т. 54. – С. 891.
94. Гуревич А.В., Питаевский Л.П., Смирнова В.В. // УФН. 1969. – Т. 99. – С. 3.
95. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Нелинейная динамика разреженной плазмы и ионосферная аэродинамика // Вопросы теории плазмы. – Вып. 10 / Под ред. М.А. Леонтовича. – Москва, 1980. – С. 3.
96. Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. // Письма в ЖЭТФ. 1989. – Т. 15, № 1. – С. 3.
97. Еселевич В.Г., Еськов А.Г., Куртмуллаев Р.Х. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 1970. – Т. 13. – С. 73.
98. Еселевич В.Г., Еськов А.Г., Куртмуллаев Р.Х. [и др.] // ЖЭТФ. 1971. – Т. 60, вып. 6. – С. 2079.
99. Еселевич В.Г., Коротеев В.И., Файнштейн В.Г. – Иркутск, Препринт / СИБИЗМИР СО АН СССР; № 14. 1977. – 7 с.
100. Еселевич В.Г., Филиппов М.А. // Физика плазмы. 1981. – Т. 7. – С. 1208.
101. Еселевич В.Г., Файнштейн В.Г. // Физика плазмы. 1984. – Т. 10, вып. 3. – С. 538.
102. Еськов А.Г., Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И. [и др.] // ЖТФ. 1969. – Т. 56, вып. 5. – С. 1480.
103. Еськов А.Г., Куртмуллаев Р.Х. Метод локальных диамагнитных зондов для определения детального распределения по фронту параметров ударного

- нагрева // Диагностика плазмы. – Вып. 3 / Под ред. С.Ю. Лукьянова. – Москва, 1973. С. 504.
104. Жуков В.В. // Труды Радиотехнического института АН СССР. 1972. – № 8. – С. 42.
105. Зандберг Э.Л., Ионов Н.И. // Усп. физ. наук. 1959. – Т. 67, вып. 4. – С. 581.
106. Застенкер Г.Н., Скальский А.А. // Космические исследования. 1986. – Т. 24, вып. 1. – С. 69.
107. Захаров В.Е. // ЖЭТФ. 1972. – Т. 62, вып. 5. – С. 1745.
108. Зеленый Л.М. Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли // Итоги науки и техники. Исследование космического пространства. – Т. 24 / ВИНТИ. – Москва, 1986. С. 58.
109. Зеленый Л.М., Бюхнер Й. Волновые процессы в хвосте магнитосферы // Итоги науки и техники. Исследование космического пространства. – Т. 28 / ВИНТИ. – Москва, 1988. С. 3.
110. Золотовский О.А., Коротеев В.И., Куртмуллаев Р.Х. // Докл. АН СССР. 1970. – Т. 197. – С. 564.
111. Иванов А.А., Крашенинников С.И., Соболева Т.К. [и др.] // Физика плазмы. 1975. – Т. 1, вып. 5. – С. 753.
112. Индюков А.Е., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. // Физика плазмы. 1996. – Т. 22, вып. 8. – С. 694.
113. Исиченко М.Б., Яньков В.В. // Физика плазмы. 1986. – Т. 12, вып. 2. – С. 169.
114. Кадомцев Б.Б. // Вопросы теории плазмы. – Вып. 4 / Под ред М.А. Леонтовича. – Москва, 1964. – С. 216.
115. Кадомцев Б.Б. // Успехи физ. наук. 1987. – Т. 151, вып. 1. – С. 3.
116. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. - 176 с.
117. Карташев К.Б., Пистунович В.И., Платонов В.В. [и др.] // Физика плазмы. 1975. – Т. 1. – С. 742.
118. Кирий Н.П., Марков В.С., Сыроватский С.И., Франк А.Г. [и др.] // Труды ФИ АН СССР им. П.Н. Лебедева. 1979. – Т. 110. – С. 121.
119. Кирий Н.П., Марков В.С., Савченко М.М. [и др.] // 6-я Всес. Конф. по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. – Т.1. – Ленинград, 1983. С. 332.
120. Кирий Н.П., Марков В.С., Савченко М.М. [и др.] . – Москва, Препринт /

ИОФ АН СССР; № 193. 1983. – 71 с.

121. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. – Т. 48, вып. 8. – С. 419.
122. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1992. – Т. 56, вып. 2. – С. 82.
123. Кириченко Г.С., Хмарук В.Г. // Атомная энергия. 1970. – Т. 29, вып. 2. – С. 136.
124. Кичигин Г.Н. Эксперименты по исследованию нелинейных установившихся возмущений в бесстолкновительной плазме. Кандидатская диссертация. 1975. ИАЭ. Москва.
125. Кичигин Г.Н. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1980. – Вып. 54. – С. 3.
126. Кичигин Г.Н. – Иркутск, Препринт / СибИЗМИР СО АН СССР; № 8-90. 1990. – 11 с.
127. Кичигин Г.Н. // ЖЭТФ. 1992. – Т. 101, вып. 5. – С. 1487.
128. Кичигин Г.Н. // Письма в Астроном. журнал. 1993. – Т. 19, № 6. – С. 547.
129. Кичигин Г.Н. // ЖЭТФ. 1995. – Т. 108, № 4(10). – С. 1342.
130. Кичигин Г.Н. // Докл. РАН. 2002. - Т. 385, № 4. - С. 474.
131. Кичигин Г.Н. // Физика плазмы. 2003. - Т. 29, № 2. - С. 172.
132. Князюк В.С., Москаленко А.М. // Геомагнетизм и аэрономия. 1965. – Т. 5. – С. 1105.
133. Коваленко В.П. // Успехи физ. наук. 1983. – Т. 139, вып. 2. – С. 223.
134. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969. – 291 с.
135. Козлов В.А., Литвак А.Г., Суворов Е.В. // ЖЭТФ. 1979. - Т. 76. - С. 148.
136. Койдан В.С., Пономаренко А.Г., Рогозин А.И. [и др.] Диагностика турбулентной плазмы с помощью пучка заряженных частиц // Диагностика плазмы. – Вып. 3 / Под ред. М.А. Леонтовича. – М.: Атомиздат, 1978. – С. 302.
137. Кошилев Н.А., Масалов В.Л., Строкин Н.А. [и др.] // ЖЭТФ. 1977. – Т. 72, вып. 6. – С. 2110.
138. Кошилев Н.А., Строкин Н.А., Шишко А.А. // Письма в ЖТФ. 1978. – Т. 4, вып. 4. – С. 223.
139. Кошилев Н.А., Масалов В.Л., Строкин Н.А. [и др.] // Иссл. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1980. – Вып. 54. - С. 20.
140. Кошилев Н.А. Экспериментальное исследование токовых слоев в плазме



- θ-пинча: Автореф. дисс....канд. физ.-мат. наук.- Новосибирск, 1981. – 20 с.
141. Кошилев Н.А., Михалев А.В., Строкин Н.А. [и др.] А.с. СССР № 1025318, МКИ H05I/00. – 5 с.: ил.
142. Кошилев Н.А., Строкин Н.А., Шишко А.А. – Иркутск, Препринт / СибИЗМИР СО АН СССР; № 21. 1984. – 12 с.
143. Красносельских В.В. // ЖЭТФ. 1985. – Т. 89, вып. 2. – С. 498.
144. Куртмуллаев Р.Х., Малиновский В.К., Нестерихин Ю.И. [и др.] // Прикладная механика и техническая физика. 1965. – № 2. – С. 79.
145. Куртмуллаев Р.Х., Масалов В.Л., Меклер К.И. [и др.]. – Новосибирск, Препринт / ИЯФ СО АН СССР; № 27-70. 1970. – 18 с.
146. Куртмуллаев Р.Х., Пильский В.И., Семенов В.Н. // ЖТФ. 1970. – Т. 40, вып. 5. – С. 1044.
147. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Наука, 1967. - 460 с.
148. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. - М.: Наука, 1965. - 193 с.
149. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 733 с.
150. Ловберг Р. Магнитные зонды // Диагностика плазмы / Под ред. П. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – Москва, 1967. С. 60.
151. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: Наука, 1975. – 408 с.
152. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на ФОРТРАНе. – М.: Мир, 1969. – 457 с.
153. Манагадзе Г.Г., Подгорный И.М. // Докл. АН СССР. 1968. – Т. 180, вып. 6. – С. 1333.
154. Маркин А.И., Сосунов Ю.Б. – Москва, Препринт / ИАЭ; № 3939/7. 1984. – 16 с.
155. Мишин Е.В., Ружин Ю.А., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. – М.: Гидрометеиздат, 1989. – 259 с.
156. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Том 1. Неустойчивости однородной плазмы. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
157. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.
158. Петухов И.С., Петухов С.И., Стародубцев С.А. [и др.] // Письма в Астрон. журнал. 2003. – Т. 29, № 10. – С. 742.
159. Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. – М.: Наука, 1966. – 395 с.

160. Плетнева Н.И., Сатаров Д.К., Семенов Е.П. // Опт.-механ. промышленность. 1976. – Т. 2. – С. 67.
161. Подгорный А.И., Подгорный И.М. // Астрономический журнал. 2006. – Т. 83, № 10. – С. 940.
162. Подгорный И.М., Сагдеев Р.З. // Усп. Физ. наук. 1969. – Т. 98, вып. 3. – С. 409.
163. Прист Э, Форбс Т. Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения / Пер. с англ. Под ред. В.Д. Кузнецова, А.Г. Франк. - М.: Физматлит, 2005. – 592 с.
164. Сагдеев Р.З. // ЖТФ. 1961. – Т. 31, вып. 10. – С. 1185.
165. Сагдеев Р.З. Нелинейные явления и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. – Вып. 4 / Под ред. М.А. Леонтовича. – Москва, 1964. - С. 20.
166. Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1973. – Т. 17, вып. 7. – С. 389.
167. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1987. – 430 с.
168. Строкин Н.А. // ЖЭТФ. 1985. – Т. 88, вып. 6. – С. 2005.
169. Сыроватский С.И. // Астроном. журнал. 1966. – Т. 43, вып. 2. – С. 340.
170. Сыроватский С.И. // ЖЭТФ. 1971. – Т. 60, вып. 5. – С. 1727.
171. Тактакишвили А.Л., Зеленый Л.М., Луценко В.Н. [и др.] // Космические исследования. 1998. – Т. 36, вып. 3. – С. 282.
172. Теория когерентного ускорения частиц и излучение релятивистских пучков // Тр. ин-та / ФИАН СССР. 1973. Т. 66.
173. Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. – М.: Наука, 1983. 302 с.
174. Тютиков А.М., Шапиро Ю.Л. // ЖЭТФ. 1963. – Т. 33. – С. 1265.
175. Файнберг Я.Б. // Физика плазмы. 1987. – Т. 13, вып. 5. – С. 607.
176. Фарина Д., Буланов С.В. // Физика плазмы. 2001. - Т. 27. - С. 680.
177. Федоренко Н.В. // ЖТФ. 1970. – Т. 40, вып. 12. С. 2481.
178. Фелдман У., Асбридж Дж., Бейм С., Гослинг Дж. // Поток энергии Солнца и его изменения / Под ред. О.Р. Уайта. М.: Мир, 1980. – С. 377.
179. Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1983. – Т. 53, вып. 10. – С. 2071.
180. Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1988. – Т. 58, вып. 5. – С. 925.
181. Хаддлстоун П., Леонард С. Диагностика плазмы / Под ред. П. Хаддлстоуна

- и С. Леонарда. – Москва, 1967. 563 с.
182. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. – М.: Мир, 1978. – с.
183. Шиндлер К. Лабораторные эксперименты по моделированию процессов в солнечном ветре и магнитосфере Земли // Физика магнитосферы / Под ред К.И. Грингауза и И.А. Жулина: Пер. с англ. – Москва: Мир, 1972. С. 66.
184. Эйгес П.Е., Застенкер Г.Н., Ноздрачев М.Н. [и др.] // Космические исследования. 1998. - Т. 36, № 3. - С. 251.
185. Alikhanov S.G., Belan V.G., Kichigin G.N. // Phys. Letters. 1969. – V. 29A, Nu. 6. – P. 343.
186. Alikhanov S.G., Kichigin G.N., Konkashbaev I.K. // Plasma Phys. 1972. – Nu. 4. – P. 6.
187. Altyntsev A.T., Bardakov V.M., Krasov V.I. [et al.] // Solar Phys. 1986. – V. 106, Nu. 1. - P. 131.
188. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. // Physics Letters A. 1988. – V. 129, Nu. 5, 6. – P. 326.
189. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. // Proc. of an Int. workshop on Reconnection in Space Plasma ESA SP-285. – V. II. – P. 207. – Potsdam, 1988.
190. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. 1988. – Irkutsk, 1988. – 13 p. – (Preprint / SibIZMIR; Nu. 8-88).
191. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. // Plasma phys. and controlled fusion. 1989. – V. 31, Nu. 13. – P. 1973.
192. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. // Adv. Space Res. 1990. – V. 10, Nu. 9. – P. 73.
193. Altyntsev A.T., Lebedev N.V., Strokin N.A. // Planet. Space Sci. 1990. – V. 38, Nu. 6. – P. 751.
194. Altyntsev A.T., Lebedev N.V. // Proc. of an joint Varenna-Abastumani-ESA-Nagoya-Potsdam workshop on “Plasma Astrophysics”.- ESA SP-311. – P. 335. – Telavi, 1990.
195. Anderson O.A., Kunkel W.B. // Phys. Fluids. 1969. – V. 12. – P. 2099.
196. Anderson K.A., Lin R.P., Martel F. [et al.] // Geophys. Res. Letters. 1979. – V. 6, Nu. 5. – P.401.
197. Andrews M.K., Daly P.M., Keppler E. // Geophys. Res. Letters. 1981. – V. 8, Nu. 9. - P. 987.

198. Arnow M., Jones D.R. // *Rev. Sci. Instrum.* 1972. – V. 43. – P. 72.
199. Asano Y., Mukai T., Hoshino M. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2004. – V. 109, Nu. A02212. – P. 1-18.
200. Asbridge J.R., Bame S.J., Strong I.B. // *J. Geophys. Res.* 1968. – V. 73, Nu. 17. – P. 5757.
201. Ashour-Abdalla M., Frank L.A., Paterson W.R. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1996. – V. 101, Nu. A2. – P. 2587.
202. Astrakhantzev N.V., Volkov O.L., Karavaev Yu.I. [et al.] // *Phys. Letters.* 1985. – V. A110. – P. 129.
203. Axford W.I., Leer E., Skadron G. // *Proc. 15-th ICRC. Plovdiv, 1977.* – V. 11. – P. 132.
204. Baker D.N., Fritz T.A., McPherron R.L. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90, Nu. A2. – P. 1205.
205. Bale S.D., Kellogg P.J., Larson D.E. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 1998. – V. 25, Nu. 15. – P. 2929.
206. Bale S.D., Hull A., Larson D.E. [et al.] // *Astrophys. J.* 2002. – V. 575, Nu. 1. – P. 25.
207. Balikhin M.A., Nozdrachev M., Dunlop M. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2005. – V. 107, Nu. A8–1155–SSH. – P. 1-1.
208. Bame S.J., Asbridge J.T., Gosling J.T. [et al.] // *Space Sci. Rev.* 1979. – V. 23, Nu. 1. – P. 75.
209. Banks P.M., Holzer T.E. // *J. Geophys. Res.* 1968. – V. 73. – P. 6846.
210. Barnet C.F., Ray J.A. // *Nucl. Fusion.* 1972. – V. 12, Nu. 1. – P. 65.
211. Baum P.J., Bratenahl A., White R.S. // *Phys. Fluids.* 1973. – V. 16. – P. 226.
212. Baum P.J., Bratenahl A. // *Adv. in electronics and electron phys.* 1980. – V. 54. – P. 1.
213. Behlke R., Andre M., Bale S.D. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 2004. – V. 31, Nu. L16805. – P. 1.
214. Bernstein I.B., Greene I.M., Kruskal M.D. // *Phys. Rev.* 1957. – V. 108. – P. 3, P. 546.
215. Biskamp D. // *Nucl. Fusion.* 1973. – V. 13, Nu. 5. – P. 719.
216. Biskamp D., Welter H. // *Nuclear Fusion.* 1972. – V. 12, Nu. 4. – P. 663.
217. Biskamp D., Pfirsch D. // *Phys. Fluids.* 1969. – V. 12. – P. 732.
218. Breizman B., Fisher D.L., Chebotaev P.Z. [et al.] – *Drezden, 1991.* – 12 p. –

(Preprint / Institute for Fusion Studies DOE/ET-53088-502).

219. Bungey T.N., Priest E.R. // *Astron. Astrophys.* 1995. – V. 293. – P. 215.
220. Cattell C.A., Kim M., Lin R.P. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 1982. – V. 9, Nu. 5. – P. 539.
221. Cavalier A. // *Nuovo Cimento.* 1962. - V. 23. - P. 440.
222. Chang S.-W., Scudder J.D., Kudela K. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2001. – V. 106, Nu. A9. – P. 19101.
223. Chao J.K., Hsieh K.C. // *Planet. Space Sci.* 1984. – V. 32, Nu. 5. – P. 641.
224. Chen S. L., Sekiguchi T. // *J. Appl. Phys.* 1965. – V. 36, Nu. 8. - P. 2363.
225. Chiang T.T., DeSilva A.W. // *Phys. Fluids.* 1978. – V. 21, Nu. 6. – P. 1053.
226. Daly N.R. // *Rev/ Sci. Instrum.* 1960. – V. 31. – P. 264; P. 720.
227. Dawson J.M., Katsouleas T. // *Phys. Rev. Letters.* 1983. – V. 51. – P. 392.
228. Deccer R.B. – Laurel, Maryland, 1992. – 6 p. – (Preprint / The Johns Hopkins University; Nu. 92-01).
229. Decoste R., Pirin B.H. // *Phys. Rev. Letters.* 1978. – V. 40. – P. 34.
230. Desai M.I., Mason G.M., Dwyer J.R. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2000. – V. 105, Nu. A1. – P. 61.
231. DeSilva A.W., Dove W.F., Spalding I.J. [et al.] // *Phys. Fluids.* 1971. – V. 14, Nu. 1. – P. 42.
232. Dove V.E. // *Phys. Fluids.* 1971. – V. 14, Nu. 11. – P. 2359.
233. Eastman T.E., Frank L.A., Peterson K. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1984. – V. 89, Nu. A3. – P. 1553.
234. Eastwood J.P., Sibeck D.G., Slavin J.A. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 2005. – V. 32, Nu. L11105. – P. 1.
235. Eselevich V.G. // *Space Sci. Rev.* 1982. – V. 32. – P. 65.
236. Eselevich V.G. // *Planet. Space Sci.* 1983. – V. 31. – P. 615.
237. Eubank H.P., Wilkerson T.D. // *Rev. Sci. Instrum.* 1963. – V. 34. – P. 12.
238. Falthammar C.-G. // *Space Sci. Rev.* 1974. – V. 15, Nu. 6. – P. 801.
239. Feldman W.C., Anderson R.C., Bame S.J. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1983. – V. 88, Nu. A12. - P. 9949.
240. Fite W.L., Brackman R.T., Snow W.R. // *Phys. Rev.* 1958. – V. 112, Nu. 4. – P. 1161.
241. Formisano V. // *Planet. Space Sci.* 1979. – V. 27, Nu. 9. – P. 1151.
242. Formisano V. // *Geophys. Res. Letters.* 1982. – V. 9, Nu. 9. – P. 1033.
243. Formisano V., Torbert R. // *Geophys. Res. Letters.* 1982. – V. 9, Nu. 3. –

- P. 207.
244. Formisano V., Hedgecock P.C. // J. Geophys. Res. 1973. – V. 78, Nu. 28, pt. 1. – P. 6522.
245. Formisano V., Hedgecock P.C. // J. Geophys. Res. 1973. – V. 78. – P. 3705.
246. Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V. [et al.] // Phys. Letters A. 2006. – V. 348, Nu. 3-6. – P. 318.
247. Galeev A.A. // Adv. Space Res. 1986. - V. 6, Nu. 1. – P. 17.
248. Gedalin M. // J. Geophys. Res. 2001. – V. 106, Nu. A10. – P. 21645.
249. Gekelman W., Stenzel R.L. // J. Geophys. Res. 1981. – V. 86, Nu. A2. – P. 659.
250. Gold S.H., DeSilva A.W. // Phys. Rev. Letters. 1979. – V. 42, Nu. 26. – P. 1750.
251. Gorbunov L.M., Mora P., Ramazashvili R.R. [et al.] // Physics of Plasmas. 2000. - V. 7. - P. 375.
252. Gorbunov L.M., Mora P., Solodov A.A. // Phys. Rev. Letters. 2001. - V. 86. - P. 3332.
253. Gosling J.T., Asbridge J.R., Bame S.J. [et al.] // J. Geophys. Res. 1982. – V. 87, Nu. A1. – P. 239.
254. Gosling J.T., Bame S.J., Feldman W.C. [et al.] // J. Geophys. Res. 1984. – V. 89, Nu. A7. – P. 5409.
255. Greenstadt E.W., Mellot M.M. // J. Geophys. Res. 1987. – V. 92, Nu. A5. – P. 4730.
256. Greenstadt E.W., Russell C.T., Gosling J.T. [et al.] // J. Geophys. Res. 1980. – V. 85, Nu. A5. – P. 2124.
257. Greenstadt E.W., Russell C.T., Scarf F.L. [et al.] // J. Geophys. Res. 1975. – V. 80, Nu. A4. – P. 502.
258. Gubchenko V.M., Zaitsev V.V. // Solar Phys. 1979. – V. 63, Nu. 2. – P. 337.
259. Gurgiolo C., Parks G.K., Mauk B.H. [et al.] // J. Geophys. Res. 1981. – V. 86, Nu. A6. – P. 4415.
260. Gurnett D.A., Anderson R.R. // Science. 1976. – V. 194. – C 1159.
261. Gurnett D.A., Anderson R.R. // J. Geophys. Res. 1977. – V. 82. – P. 632.
262. Hada T., Oonishi M., Lembege B. [et al.] // J. Geophys. Res. 2003. – V. 108, Nu. A6, 1233-SSH.
263. Hall A.J., Scudder J.D. // J. Geophys. Res. 2000. – V. 105, Nu. A12. – P. 27323.

264. Harrower G.A. // *Rev. Sci. Instrum.* 1955. – V. 26, Nu. 9. - P. 850.
265. Hones E.W., Birn Jr.J., Baker D.N. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 1984. – V. 11, Nu. 10. – P. 1046.
266. Ikezi H., Taylor R.J., Baker D.R. // *Phys. Rev. Letters.* 1970. – V. 25. – P. 11.
267. Indykov A.E., Kichigin G.N., Strokin N.A. // *Phys. Letters A.* 1996. – V. 211, Nu. 2. – P. 228.
268. Ipavich F.M., Scholer M. // *J. Geophys. Res.* 1983. – V. 88, Nu. A1. – P. 150.
269. Kallenrode M.-B. // *J. Geophys. Res.* 1997. – V. 102, Nu. A10. – P. 22347.
270. Keika K., Nose M., Christon S.P., McEntire R.W. // *J. Geophys. Res.* 2004. – V. 109, Nu. A11104. – P. 1.
271. Keilhacker M., Steuer K.-H. // *Phys. Rev. Letters.* 1971. – V. – 26, Nu. 12. – P. 694.
272. Keiling A., Parks G.K., Reme H. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2005. – V. 110, Nu. A09207.
273. Kennel C.F., Edmiston J.P., Hada T. – Los-Angeles, 1984. – 92 h. – (Preprint / University of California; № PPG-882).
274. Kennel C.F., Sagdeev R.Z. // *J. Geophys. Res.* 1967. – V. 72. – P. 3303.
275. Khachatryan A.G. // *Phys. Plasmas.* 1998. - V.5, No 1. - P. 112.
276. Khachatryan A.G. // *Phys. Rev.* 1998. - V. 58. - P. 7799.
277. Kiel R.E., Gustafson W.A. // *Phys. Fluids.* 1966. – V. 9. – P. 1531.
278. Kirch E., Pavlos J.P., Sarris E.T. // *J. Geophys. Res.* 1984. – V. 89, Nu. A2. – P. 1003.
279. Kohn D.B., Mak Kienzie K.R. // *Phys. Rev. Letters.* 1973. - V. 30. - P. 258.
280. Koopman D.W. // *Phys. Rev.* 1967. – V. 154, Nu. 1. – P. 79.
281. Lee M.A. // *J. Geophys. Res.* 1982. – V. 87, Nu. A7. – P. 5063.
282. Lee M.A., Scadron G. // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90, Nu. A1. – P. 39.
283. Lee M.A., Shapiro V.D., Sagdeev R.Z. // *J. Geophys. Res.* 1996. – V. 101, Nu. A3. – P. 4777.
284. Lembege B., Giacalone J., Scholer M. [et al.] // *Space Sci. Rev.* 2004. – V. 110, Nu. 3-4. – P. 161.
285. Leroy M.M. // *Phys. Fluids.* 1983. – V. 26. – P. 2742.
286. Liewer P.C. // *Nucl. Fusion.* 1976. – V. 16, Nu. 5. – P.817.
287. Lui A.T.Y., Krimigis S.M., Armstrong T.P. // *J. Geophys. Res.* 1982. – V. 87, Nu. A10. – P. 8315.

288. Lünow W. // Plasma Physics. 1968. - V. 10. - P. 879.
289. Machalek M.D., Nielsen P. // Phys. Rev. Letters. 1973. – V. – 31, Nu. 7. – P. 439.
290. Manheimer W.M., Spicer D.S. // Phys. Fluids. 1984. – 28, Nu.4 . – P. 652.
291. Marsch E., Mühlhäuser K.-H., Schwenn R. [et al.] // J. Geophys. Res. 1982. – V. 87, Nu. A1. – P. 52.
292. Max C. // Phys. Fluids. 1973. - V. 16. - P. 1277.
293. Mellot M.M. // Adv. Space Res. 1986. – V. 6, Nu. 1. – P. 25.
294. Meziane K., Wilber M., Mazelle C. [et al.] // J. Geophys. Res. 2004. – V. 109, Nu. A05107. – P. 1.
295. Miyashita Y., Ieda A., Kamide Y. [et al.] // J. Geophys. Res. 2005. – V. 110, Nu. A12214.
296. Mobius E., Scholer M., Hevestadt D. [et al.] // J. Geophys. Res. 1983. – V. 88, Nu. A10. – P. 7742.
297. Moiseev S.S., Sagdeev R.Z. // Nucl. Energy. 1963. – V. PC5. – P. 43.
298. Montgomery M.D., Asbridge J.R., Bame S.J. // J. Geophys. Res. 1970. – V. 75, Nu. A7. – P. 1217.
299. Montgomery D., Joyce G. // Plasma Phys. 1969. - V. 3. – P. 1.
300. Morse D.L. // Plasma Physics. 1973. – V. 15, Nu. 6. – P. 1262.
301. Morse D.L., Greenstadt E.W. // J. Geophys. Res. 1976. – V. 81, Nu. A10. – P. 1791.
302. Neugenbauer M., Giacalone J. // J. Geophys. Res. 2005. – V. 110, Nu. A12106.
303. Newbury J.A., Russell C.T. // Geophys. Res. Letters. 1996. – V. 23, Nu. 7. – P. 781.
304. Newbury J.A., Russell C.T., Gedalin M.A. // J. Geophys. Res. 1998. – V. 103, Nu. A12. – P. 29581.
305. Nishida Y., Sato N. // XYIII Int. conf. on phenomena in ionized gases: Proc. – Swansea, 1987. - P. 216.
306. Nishida A., Tulunay Y.K., Mozer F.S. [et al.] // J. Geophys. Res. 1983. – V. 88, Nu. A11. – P. 9109.
307. Nishida Y., Yugami N., Onihasi H. [et al.] // Phys. Rev. Letters. 1991. – V. 66. – P. 1854.
308. Ogilvie K.W., Coplan M.A., Zwickl R.D. // J. Geophys. Res. 1982. – V. 87, Nu. A9. – P. 7363.



309. Ohsawa Y. // *Phys. Fluids*. 1985. – V. 28. – P. 2130.
310. Ohsawa Y. // *Phys. Fluids*. 1986. – V. 29. – P. 773.
311. Ohsawa Y. // *Phys. Fluids*. 1986. – V. 29. – P. 1844.
312. Ohsawa Y. // *Phys. Soc. Jap.* 1987. – V. 56. – P. 443.
313. Ohsawa Y. // *Geophys. Res. Letters*. 1987. – V. 14. – P. 95.
314. Ohsawa Y. // *Phys. Soc. Jap.* 1988. – V. 57. – P. 929.
315. Ohsawa Y., Sakai J. // *Geophys. Res. Letters*. 1985. – V. 12, Nu. 9. – P. 617.
316. Ohyabu N., Okamura S., Kawashima N. // *Phys. Fluids*. 1974. – V. 17,  
Nu. 11. – P. 2009.
317. Oka M., Terasawa T., Saito Y. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2005. – V. 110,  
Nu. A05101. – P. 1.
318. Ono Y. Morita, Katsurai M., Yamada M. // *Phys. Fluids*. 1993. – V. 5,  
Nu. 10.- P. 3691.
319. Ono Y. Morita, Yamada M., Akao T.[et al.] // *Phys. Rev. Letters*. 1996. –  
V. 76, Nu. 18. – P. 3328.
320. Papadopoulos K. // *Proc. Int. Conf. on Collisionless Shocks, Balatonfüred, 17  
June, 1987. – Budapest, 1987. – P. 123.*
321. Papadopoulos K., Davidson R.S., Dawson J.M. [et al.] // *Phys. Fluids*. 1971. –  
V. 14, Nu. 4. – P. 849.
322. Parker E. // *Phys. Rev.* 1958. – V. 112. – P.1429.
323. Paschmann G., Sckopke S., Hones E.W.Jr. // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90,  
Nu. A2. – P. 1217.
324. Paschmann G., Sckopke S., Papamastorakis I. [et al.] // *J. Geophys. Res.*  
1981. – V. 86, Nu. A6. – P. 4355.
325. Paul J.W.M., Daghney C.C., Holmes L.S. // *Nature*. 1969. - V. 223. –  
Nu. 5208. – P. 822.
326. Paul J.W.M., Holmes L.S., Parkinson M.J. [et al.] // *Nature*. 1965. - V. 208. –  
P. 133.
327. Phillips P.E., Robson A.E. // *Phys. Rev. Letters*. 1972. – V. 29, Nu. 3. –  
P. 154.
328. Quest K.B. // *Phys. Rev. Letters*. 1985. – V. 54, Nu. 16. – P. 1872.
329. Reames D.V. // *Space Sci. Rev.* 1999. – V. 90, Nu. 3-4. - P. 413.
330. Richardson I.G., Cowley S.W.H. // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90, Nu. A12.  
– P. 12133.

331. Rostoker G. // *J. Geophys. Res.* 1983. – V. 88, Nu. A9. – P. 6981.
332. Russell C.T. // *Adv. Space Res.* 1988. – V. 8, Nu. 9-10. – P. 147.
333. Russell C.T., Greenstadt E.W. // *Space Sci. Rev.* 1979. – V. 23, Nu. 1. – P. 3.
334. Russell C.T., Hoppe M.M., Livesey W.A. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 1982. – V. 9, Nu. 10. – P. 1171.
335. Russell C.T., Hoppe M.M., Livesey W.A. // *Nature.* 1982. – V. 296, Nu. 3. – P. 45.
336. Sakai J, Ohsawa Y. // *Space Sci. Rev.* 1987. – V. 46, Nu. 1-2. – P. 113.
337. Sammel K.A. // *Rev. Modern. Phys.* 1958. – V. – 30, Nu. 4. – P. 1137.
338. Sanderson J.J., Uhrig R.A., JR // *J. Geophys. Res.* 1978. – V. 83, Nu. A4. – P. 1395.
339. Sarris E.T., Anagnostopoulos G.C., Krimigis S.M. // *J. Geophys. Res.* 1992. – V. 97, Nu. A6. – P. 8231.
340. Scholer M., Sckopke N., Ipavich F.M. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90, Nu. 3. – P. 2735.
341. Scholer M., Shinohara I., Matsukiyo S. // *J. Geophys. Res.* 2003. – V. 108, Nu. A1-SSH. – P. 4-1-4-11.
342. Scopke N., Paschmann G., Bame S.J. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1983. – V. 88, Nu. A8. – P. 6121.
343. Scudder J.D., Mangeney A., Lacombe C. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1986. – V. 91, Nu. A10. – P. 11075.
344. Segre S.E., Martone M. // *Plasma Phys.* 1971. – V. 13, Nu. 2. – P. 113.
345. Shamel Y. // *J. Plasma Phys.* 1972. – V. 7. – P. 1.
346. Shimada N., Hoshino M. // *J. Geophys. Res.* 2005. – V. 86, Nu. A6. – P. 4319.
347. Singh N., Schunk R.W. // *J. Geophys. Res.* 1982. – V. 87. – P. 9154.
348. Smirnov V.N., Vaisberg O.L. – Moscow, 1988. – 19 p. – (Preprint / SRI AN USSR; Nu. 1301).
349. Smith A. // *J. Plasma Phys.* 1970. – V. 4. – P. 511; P. 549.
350. Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.G. // *J. Geophys. Res.* 1968. – V. 73, Nu. A5. – P. 1851.
351. Stenzel R.L., Gekelman W. // *J. Geophys. Res.* 1981. – V. 86, Nu. A2. – P. 649.
352. Stenzel R.L., Gekelman W. // *Adv. Space Res.* 1984. – V. 4, Nu. 2-3. – P. 459.

353. Stenzel R.L., Gekelman W., Urrutia J.M. // *Adv. Space Res.* 1986. – V. 6, Nu. 1. – P. 135.
354. Strokin N.A., Indyukov A.E., Kichigin G.N. // *J. Geophys. Res.* 1998. – V. 103, Nu. A9. – P. 20541.
355. Suprunenko V.A., Sukhomlin E.A., Tolok V.T. // *Plasma Phys.* 1973. – V. 15, Nu. 5. – P. 353.
356. Tajima T., Dawson J.M. // *Phys. Rev. Letters.* 1979. – V. 43. – P. 267.
357. Terasawa T. // *J. Geophys. Res.* 1981. – V. 86, Nu. A9. – P. 7595.
358. Thomsen M.F., Gosling J.T., Bame S.J. // *J. Geophys. Res.* 1985. – V. 90, Nu. A1. – P. 137.
359. Thomsen M.F., Mellott M.M., Stansberry J.A. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1987. – V. 92, Nu. A9. – P. 10119.
360. Tokar R.L., Aldrich C.H., Forslund D.W. [et al.] // *Phys. Rev. Letters.* 1986. – V. 56, Nu. 10. – P. 1059.
361. Tokar R.L., Gary S.P., Gosling J.T. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2000. – V. 105, Nu. A4. – P. 7521.
362. Tsurutani B.T., Rodriguez P. // *J. Geophys. Res.* 1981. – V. 110, Nu. A12214.
363. User D., Shapiro V.D. // *Phys. Rev. Letters.* 2001. – V. 87, Nu. 7. – P. 075001-1.
364. Van Nes P., Reinhard R., Sanderson T.R. [et al.] // *J. Geophys. Res.* 1984. – V. 89, Nu. A4. – P. 2122.
365. Vekstein G.E., Browning P.K. // *Phys. Plasmas.* 1997. – V. 4, Nu. 6. – P. 2261.
366. Vršnak B. // *J. Geophys. Res.* 2001. – V. 106, Nu. A11. – P. 25291.
367. Wilhelmsson H. // *Phys. Fluids.* 1961. - V. 4, Nu. 1. - P. 335.
368. Williams D.J. // *J. Geophys. Res.* 1981. – V. 86, Nu. A7. – P. 5507.
369. Williams J.D., Chen L.-J., Kurth W.S. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 2005. – V. 32, Nu. L17103. – P. 1.
370. Williams J.D., Chen L.-J., Kurth W.S. [et al.] // *Geophys. Res. Letters.* 2006. – V. 33, Nu. L06103.
371. Winske D., Gosling J.T., Thomsen M.F. // *Geophys. Res. Letters.* 1986. – V. 13, Nu. 6. – P. 561.
372. Winterhalter D., Kivelson M.G., Walker R.J. [et al.] // *Adv. Space Res.* 1984. – V. 4, Nu. 2-3. – P. 287.

373. Wong A.Y., Means R.W. // Phys. Rev. Letters. 1971. – V. 27. – P. 973.
374. Wygant J.R., Cattell C.A., Lysak R. [et al.] // J. Geophys. Res. 2005. – V. 110, Nu. A09206. – P. 1.
375. Zank G.P., Rice W.K.M., Wu C.C. // J. Geophys. Res. 2000. – V. 105, Nu. A11. – P. 25079.
376. Zastenker G.N. // Multiscale Processes in the Earth's Magnetosphere: from Interball to Cluster / J.-A.Sauvand and Z. Němeček (eds). Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2004. – P. 37.
377. Zeleny L.M., Delcourt D.C., Malova H.V. [et al.] // Geophys. Res. Letters. 2002. – V. 29, Nu. 12. – P. 49-1.
378. Zeleny L.M., Lipatov A.S., Lominadze D.G. [et al.] // Planet. Space Sci. 1984. – V. 32, Nu. 3. – P 313.

Подписано в печать 10.01.2007. Формат 60 x 84 / 16.  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 26,0.  
Уч.-изд. л. 26,25. Тираж 100 экз. Зак. 29. Поз. плана 1.

ИД № 06506 от 26.12.2001  
Иркутский государственный технический университет  
664074, Иркутск, ул. Лермонтова, 83