

43

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ 356

А.В.Аврорин, Г.Г.Долгов-Савельев, И.Ф.Канаев

Э.П.Кругляков, А.И.Курбатов, В.К.Малиновский

**О ФОРМИРОВАНИИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПЕРЕД МАГНИТНЫМ ДИПОЛЕМ**

Новосибирск

1969

Аврорин А.В., Долгов-Савельев Г.Г., Канаев И.Ф.,

Кругляков Э.П., Курбатов А.И., Малиновский В.К.

О ФОРМИРОВАНИИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПЕРЕД МАГНИТНЫМ ДИПОЛЕМ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе изложены результаты экспериментов по моделированию формирования головной ударной волны при обтекании магнитного диполя сверхзвуковым потоком разреженной плазмы. Показано, что время образования ударной волны приблизительно равно времени двойного пробега ионом расстояния между фронтом и магнитной границей. Для объяснения наблюдаемой экспериментально ширины фронта привлекается механизм бесстолкновительной диссипации, связанный с ионнозвуковой турбулентностью. Обнаружено существование режима течения, когда ударная волна не формируется, а характер течения перед диполем определяется развитием интенсивных магнитозвуковых колебаний.

Модель солнечного ветра, предложенная Паркером [1], послужила основой для лабораторного моделирования некоторых эффектов, сопровождающих взаимодействие потока солнечной плазмы с магнитосферой Земли [2,3,4]. В первых работах были получены качественные данные о вторжении плазмы внутрь магнитосферы через нейтральные точки и измерено распределение дрейфовых токов. В дальнейшем были сформулированы критерии подобия течений в магнитной газодинамике [5,6] и проведен ряд экспериментов, в которых моделировались явления, связанные с формированием ударной волны у границы магнитосферы [7,8,9]. Данные, полученные в ИЯФ СО АН СССР, излагаются в настоящей работе.

Экспериментальная установка

Схема эксперимента приведена на рис.1.

Плазма, создаваемая импульсным коаксиальным ускорителем, двигалась со сверхзвуковой скоростью ($M = 3 - 7$) по плазмопроводу в продольном магнитном поле H_0 , и при взаимодействии с препятствием (цилиндр, магнитный диполь) генерировались ударные волны. Размеры препятствий были выбраны так, чтобы выполнить начальные условия плоской задачи ($d/e \ll 1$, где d - диаметр возмущающего течения объекта, e - длина образующей).

Типичные параметры плазмы в камере взаимодействия имели следующие значения:

$$v_H = (1,2 - 1,8) \cdot 10^7 \text{ см/сек} - \text{направленная скорость потока плазмы};$$

$$T_e \sim T_i = 1,5 - 1,8 \text{ эв} - \text{температура плазмы};$$

$$n_{e \text{ max}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} - \text{максимальная плотность частиц в потоке};$$

$$\tau = (15 - 20) \cdot 10^{-6} \text{ сек} - \text{длительность потока с однородными параметрами}$$

$$H_0 = 0 - 300 \text{ гс} - \text{величина продольного магнитного поля.}$$

Рабочий газ водород.

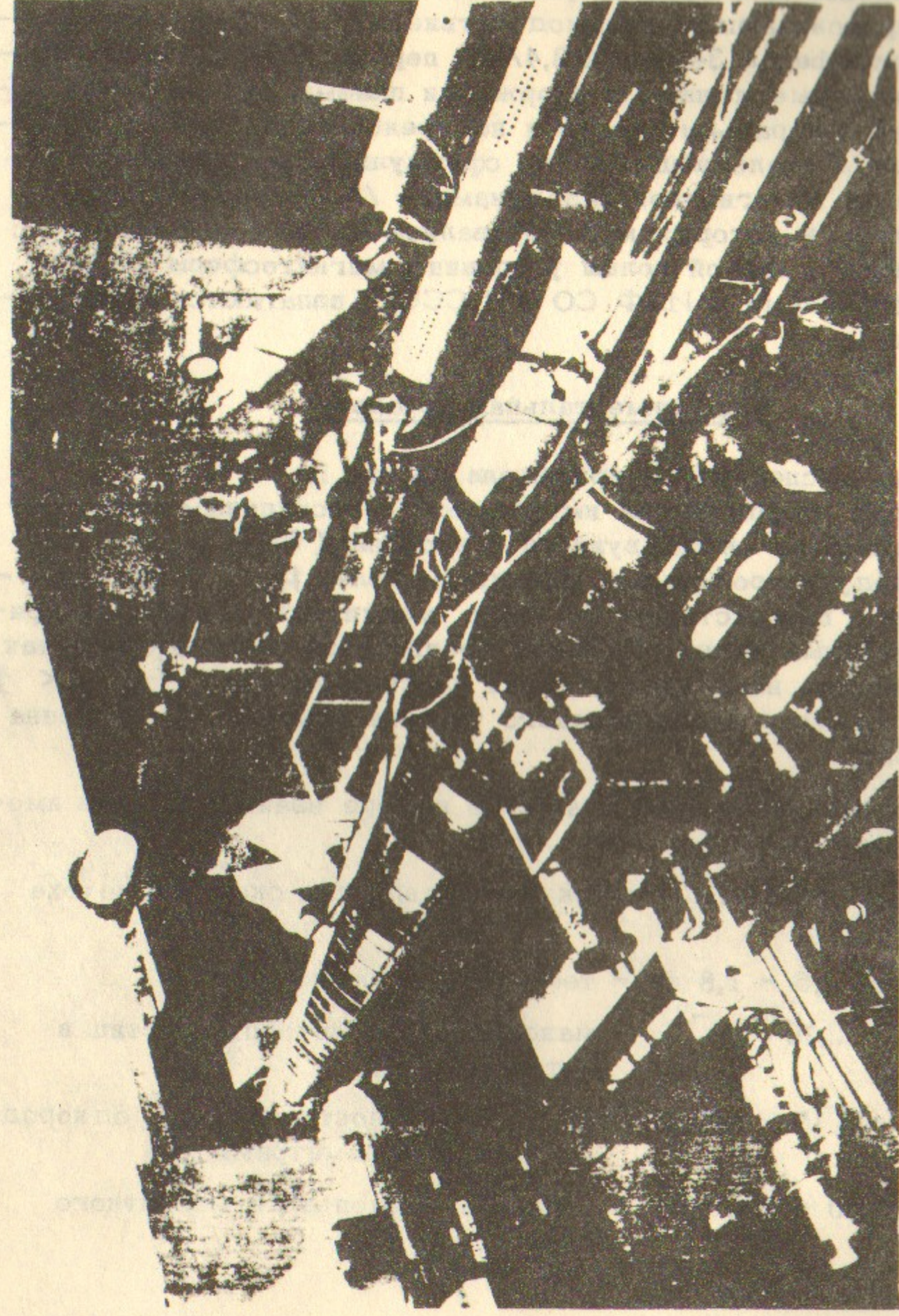


Рис.1а. Общий вид экспериментальной установки.

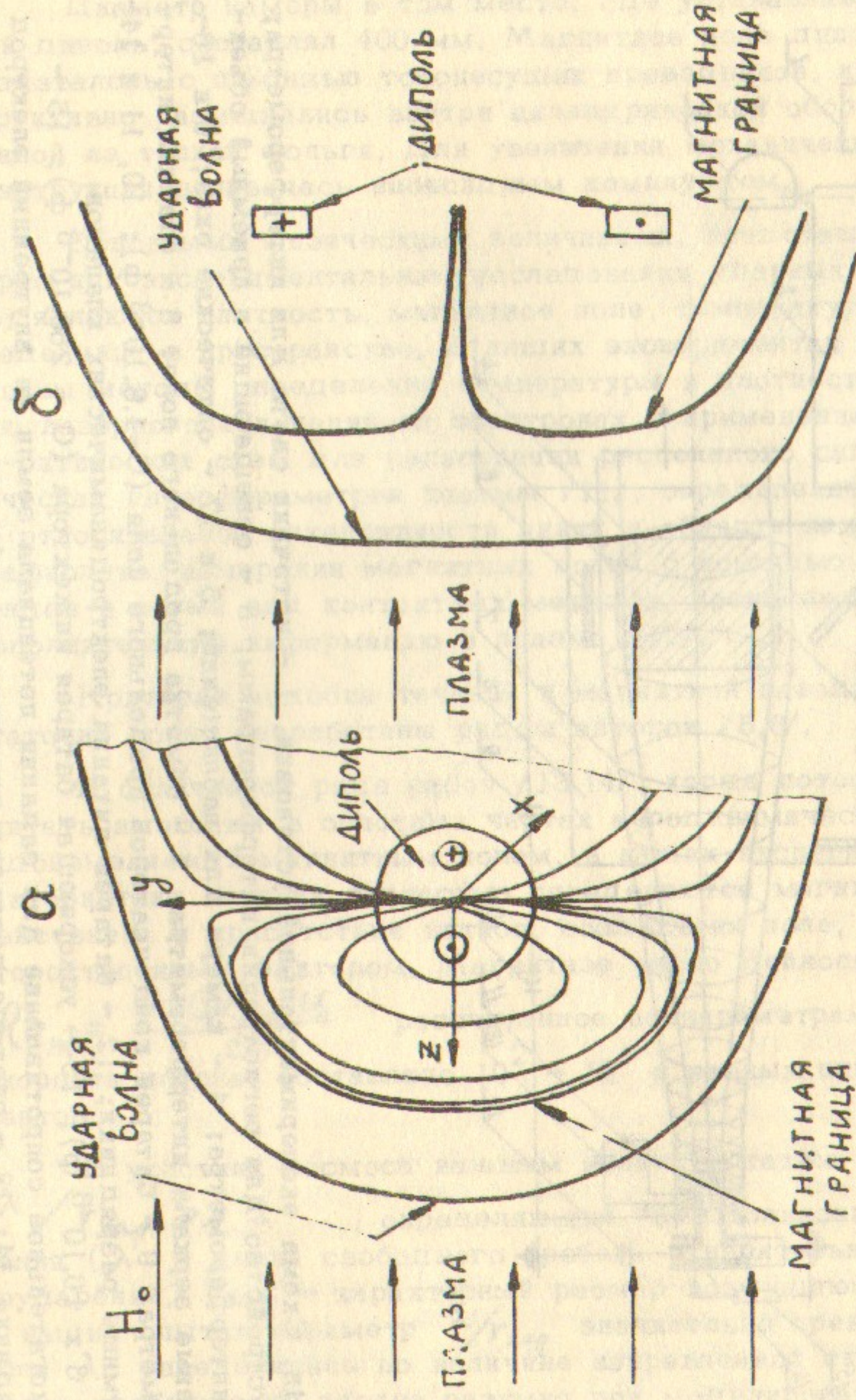


Рис.1б. Положение диполя в разных циклах экспериментов: а) плазма налетает на магнитный экватор; б) плазма налетает на полюс.

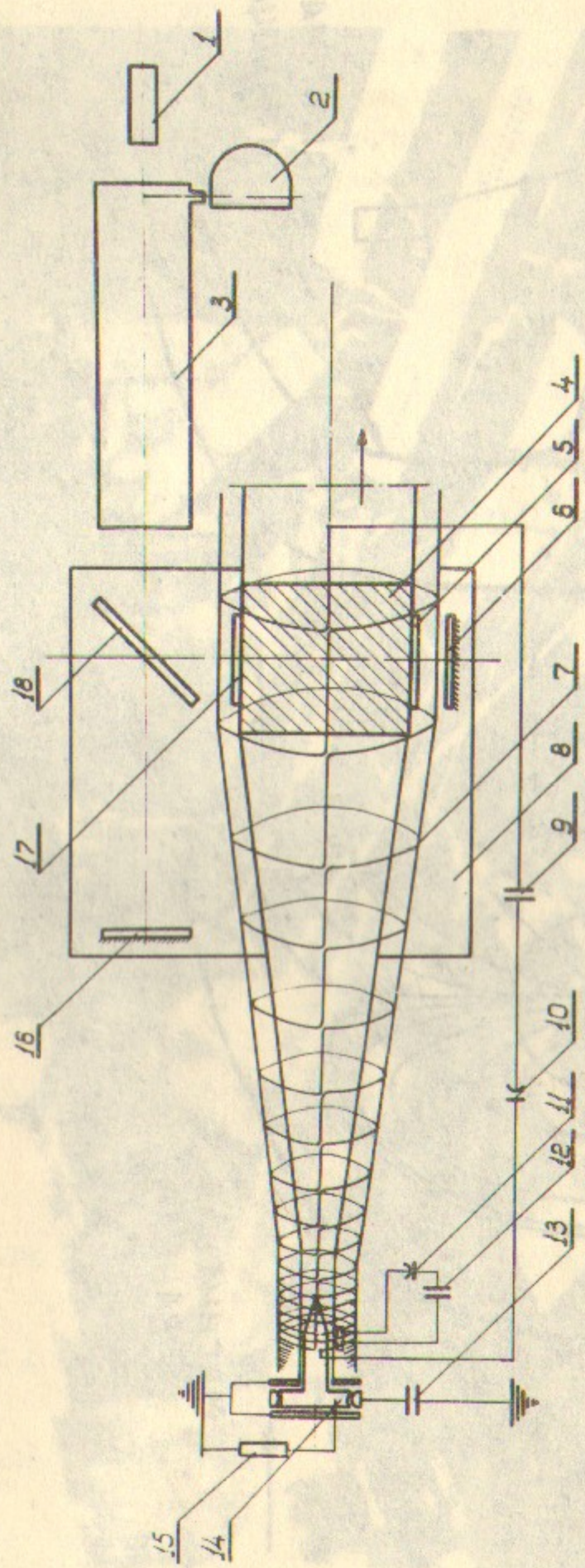


Рис.1в. Схема экспериментальной установки. 1 - источник света для интерферометра; 2 - устройство для регистрации интерферограмм; 3 - освещающий и приёмный объектив интерферометра; 4 - камера для наблюдений; 5 и 17 - оптические окна; 6 и 16 - торцевые зеркала интерферометра; 7 - обмотка продольного поля; 8 - станина интерферометра; 9 - батарея конденсаторов продольного поля ($C=4,8 \cdot 10^{-3}$ ф); 10, 11 и 14 - вакуумные разрядники; 12 - батарея питания электродинамических клапанов ($C = 3 \times 16 \cdot 10^{-6}$ ф); 13 - ускоряющая батарея инжектора ($C = 260 \cdot 10^{-6}$ ф); 15 - вспомогательное сопротивление для задания потенциала земли на внутренний электрод разрядника 14; 18 - светоделительная пластина интерферометра.

Диаметр камеры в том месте, где устанавливался магнитный диполь, составлял 400 мм. Магнитное поле дипольного типа создавалось с помощью токонесущих проводников, которые конструктивно размещались внутри цилиндрической оболочки, выполненной из тонкой фольги. Для увеличения механической прочности конструкция заливалась эпоксидным компаундом.

Основными физическими величинами, представляющими интерес при экспериментальном исследовании ударных волн в плазме, являются плотность, магнитное поле, температура и их распределение в пространстве. В наших экспериментах были использованы методы определения температуры и плотности по рассеянию лазерного излучения на электронах с применением электронно-оптических схем для регистрации рассеянного сигнала [10], оптическая интерферометрия плазмы [11], определение температуры по относительной интенсивности линий в области вакуумного ультрафиолета, измерения магнитных полей с помощью миниатюрных зондов и целый ряд контактных методов, позволявших получить дополнительную информацию о плазме [12].

Критерии подобия течений в магнитной газодинамике достаточно полно разработаны рядом авторов [5,6].

В отличие от ряда работ [13,14], когда поток можно было считать имеющим в основных чертах аэродинамический характер, видоизменяемый магнитным полем, в наших экспериментах характеристики течения полностью определяются магнитным взаимодействием, а присутствие витков, создающих поле, является лишь второстепенным фактором. Магнитное число Рейнольдса

$Re_m = \frac{4\pi B r_{хар} U}{c^2}$, рассчитанное по параметрам плазмы и скорости потока, составляло $10^2 - 10^3$ в разных циклах экспериментов.

В условиях космоса важным является также параметр $\lambda / r_{хар} \gg 1$, определяющий "бесстолкновительность" течения (λ - длина свободного пробега относительно кулоновских соударений, $r_{хар}$ - характерный размер возмущающего объекта). В наших опытах параметр $\lambda / r_{хар}$ значительно превышал единицу, если λ определялась по величине направленной скорости частиц. Такое приближение вполне разумно при моделировании формирования головной ударной волны.

Весьма трудно достижимо в лабораторных условиях выполнение (совместно с другими) критерия малости ларморовских радиусов частиц по сравнению с характерным размером возмущающего объекта. При взаимодействии плазмы солнечного ветра с магнитосферой Земли этот параметр ($r_{L_i} / r_{хар}$) существенно меньше единицы как для электронов, так и для ионов. В наших экспериментах, изменяя геометрические размеры диполей и амплитуду продольного поля H_0 , можно было последовательно реализовать случаи, когда

$$а) \quad r_{Le} / r_{хар} < 1 \quad r_{Li} / r_{хар} > 1$$

$$б) \quad r_{Le} / r_{хар} \ll 1 \quad r_{Li} / r_{хар} < 1$$

$r_{L_{e(i)}}$ - ларморовский радиус электронов (ионов).

Результаты

Характер возмущений, создаваемых телом, помещенным в сверхзвуковой поток газа, определяется соотношением между длиной свободного пробега частиц в невозмущенном потоке^{х)} и размерами тела.

Если имеем дело не с газовым, а с плазменным потоком в отсутствие магнитных полей, то в первом приближении основные черты возмущений сохраняются^{хх)}. Различия связаны с характером явлений на границе раздела поверхность - плазма.

Когда плотность частиц в налетающем потоке достаточно велика ($\lambda / r_{хар} \ll 1$) и перед телом формируется ударная волна, то между поверхностью тела и головной ударной волной образуются 2 слоя: первый - ударный слой - состоит из плазмы, нагретой при переходе через фронт волны, а второй - пограничный слой, в котором температура резко падает до температуры поверхности. Передача тепла между ними осуществляется за счёт высокой электронной теплопроводности и лучистого теплообмена.

х) Длина свободного пробега определяется по направленной скорости частиц в невозмущенном потоке.

хх) Подразумевается, что плазму можно рассматривать как почти идеальный газ: $nd^3 \gg 1$, где n - плотность частиц, d - дебаевский радиус.

Типичный пример кадровой интерферограммы обтекания цилиндра для этого случая представлен на рис.2. Обработка интерферограмм показывает, что предельное сжатие в ударном слое ~ 16 , т.е. течение является существенно неравновесным.

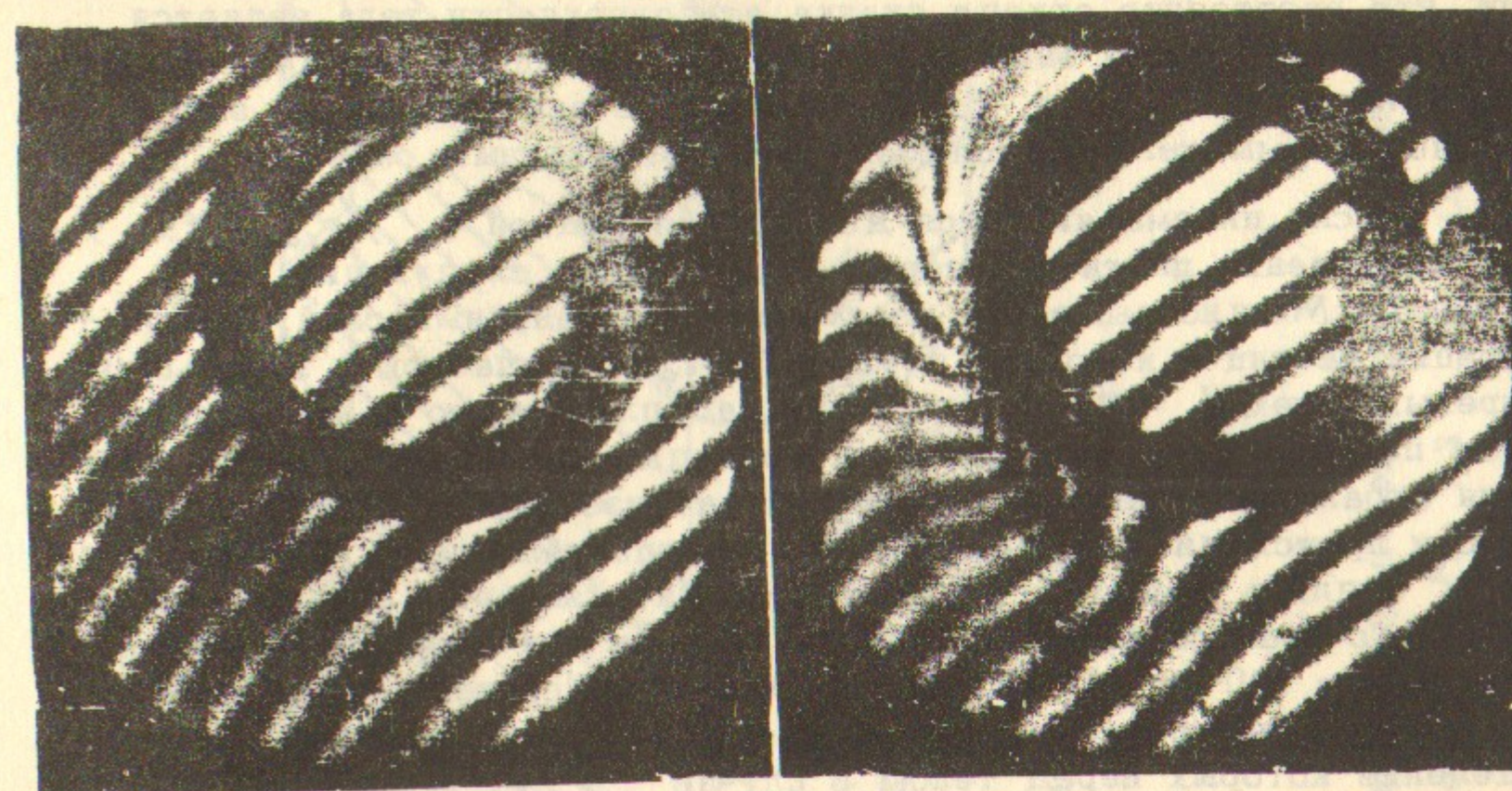


Рис.2. Кадровая интерферограмма обтекания цилиндра плазменным потоком. $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $v_{||} = 10^7 \text{ см/сек}$. Слева - поле интерференции без плазмы.

Неравновесность течения определяется, по-видимому, ионизационными явлениями в зоне ударного перехода. Это подтверждается данными спектрального анализа излучения, обнаруживающего наличие большого числа линий элементов материала, из которого изготовлена поверхность.

Плотность нейтральных частиц в пограничном слое, оцененная по интерферограммам, достигает $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при плотности энергии в налетающем потоке $\sim 7 \text{ дж/см}^2$ и обязана термическому испарению поверхностных слоев, обогащенных сорбированными газами. Косвенным подтверждением этого может служить тот

факт, что после нескольких десятков циклов работы установки (тренировка) концентрация частиц в пограничном слое заметно снижается.

Эксперименты по обтеканию тел, изготовленных из разных материалов (медь, нержавеющая сталь, оргстекло и др.) показали, что расстояние отхода скачка от поверхности тела является функцией плотности энергии частиц в набегающем потоке и свойств материала поверхности, т.е. в конечном счете зависит от эффективной формы тела, видоизменяемой пограничным слоем.

Если плазма является достаточно редкой ($\lambda/r_{хар} \gg 1$), распределение плотности перед телом имеет следующий вид (рис.3). Можно выделить плазменный пограничный слой, концентрация частиц в котором $\sim (5-7) n_0$, и участок с небольшим превышением ($\sim n_0$) плотности над плотностью в невозмущенном потоке. Длина его связана, по-видимому, с длиной торможения отраженных частиц. Поскольку хаотизация направленной скорости происходит на расстоянии, пропорциональном $e^{-x/\lambda}$ (λ - длина пробега), то можно оценить энергию отраженных частиц, которая оказывается равной ~ 5 эв при энергии налетающих частиц ~ 100 эв. Из сказанного ясно, что спектр отраженных ионов существенно отличается от спектра газовых молекул, распределение которых перед телом в случае $\lambda/r_{хар} \gg 1$ подчиняется закону $\sim 1/r^2$.

Температура электронов в пограничном слое не измерялась в наших экспериментах. Однако качественно ясно, что T_e должна быть порядка температуры испарения стенки (0,1 - 0,5 эв). Высокая электронная теплопроводность должна способствовать быстрому охлаждению ионов в пограничном слое.

Итак, при $\lambda/r_{хар} \gg 1$ ударная волна перед телом не формируется, спектр отраженных ионов изменяется, а температура электронов должна иметь anomalously низкую величину за счет быстрого охлаждения при взаимодействии с телом.

Ситуация резко изменяется, когда материальная отражающая поверхность заменяется магнитной. В этом случае перед магнитным диполем формируется четко выраженная ударная волна (рис.4).

Распределение плотности во времени и пространстве изме -

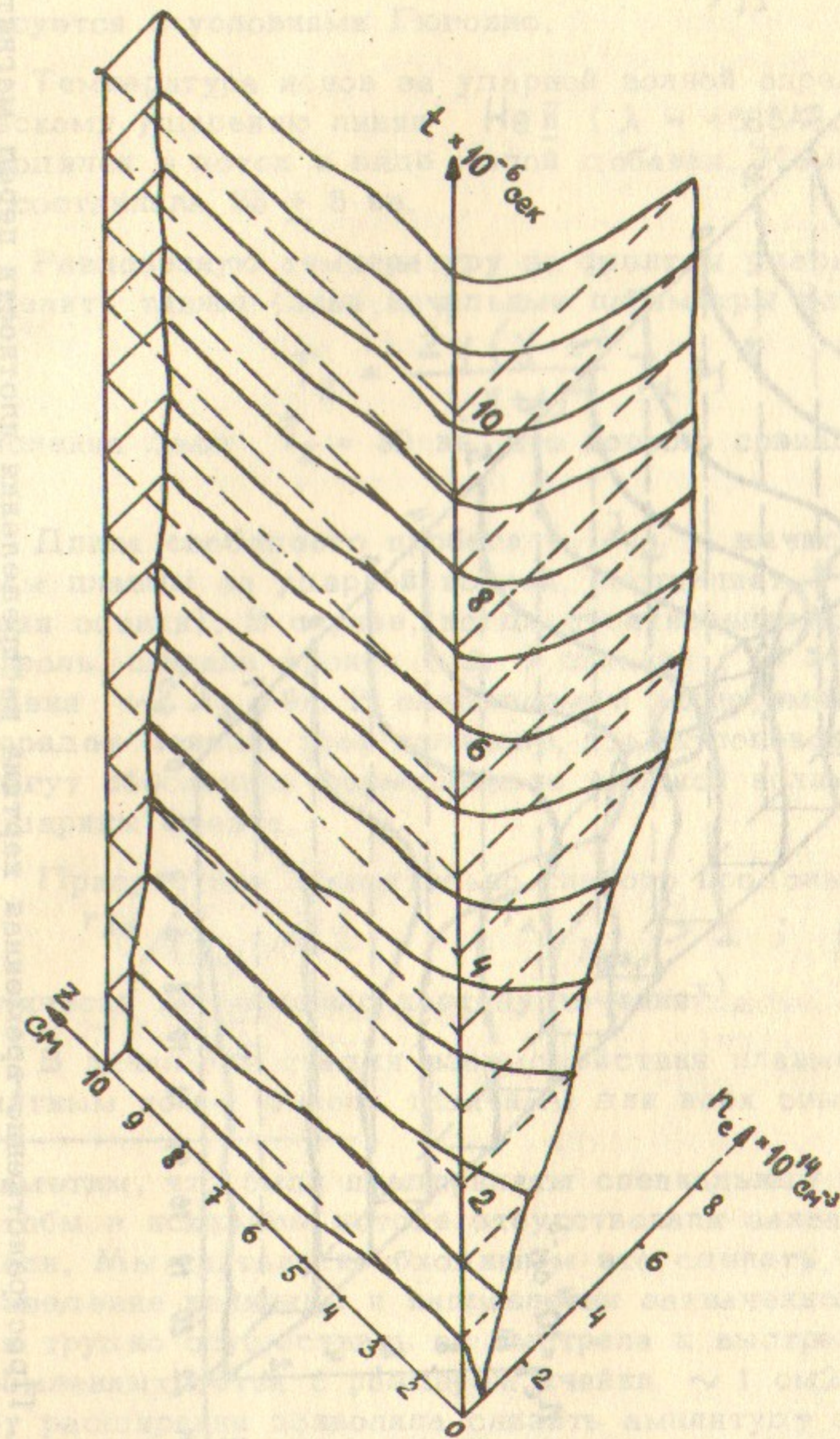


Рис.3. Пространственно-временная картина распределения плотности перед цилиндром. $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $v_{II} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, $M = 7,3$; $Ho = 0$.

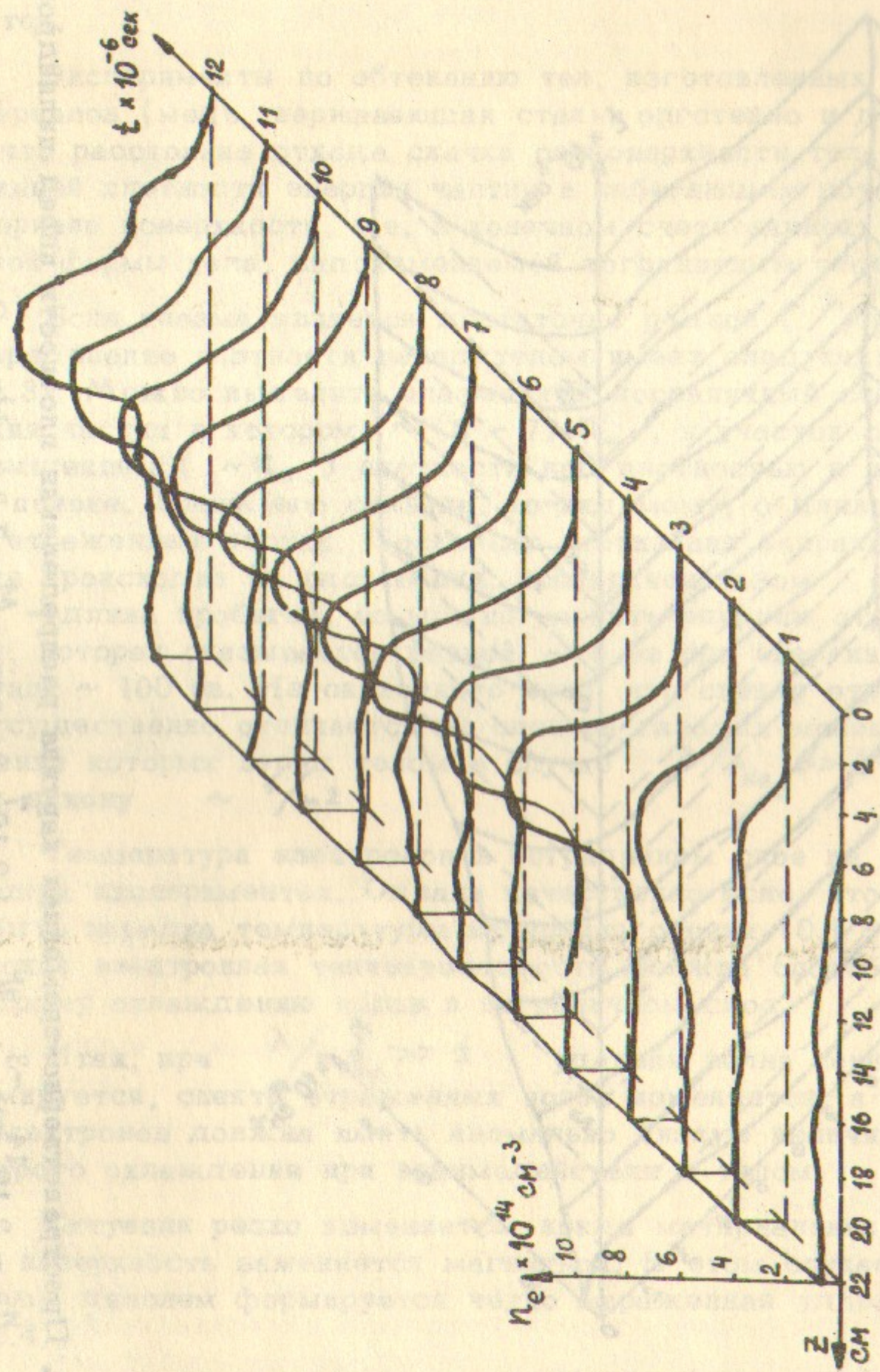


Рис.4. Пространственно-временная картина распределения плотности перед магнитным диполем: $n_0 = 2.10^{14}$ см³; $v_{||} = 1.4.10^7$ см/сек; $M = 7,3$; $\beta = \frac{nkT}{n^2/8\pi} > 1$

рялось с помощью оптического интерферометра. Как видно из рис.4, отношение плотностей на скачке $\rho^2/\rho_1 \sim 3,5$, что хорошо согласуется с условиями Гюгонио.

Температура ионов за ударной волной определялась по доплеровскому уширению линии $He II$ ($\lambda = 4685A$). Гелий специально вводился в поток в виде малой добавки. Измеренная температура составляла 35 ± 5 эв.

Равновесную температуру за фронтом ударной волны можно определить также (зная начальные параметры потока) по формуле

$$T_2 = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} T_1 M^2$$

Вычисления дают $T_2 = 30$ эв, что хорошо совпадает с измерениями.

Длина свободного пробега (λ_2), вычисленная по параметрам плазмы за ударной волной, составляет 3-7 см (нижняя и верхняя оценки). В случае, когда столкновения играют определяющую роль, ширина фронта (Δ) сильной ($M > 3$) ударной волны равна $\sim 2\lambda_2/9$. В описываемом эксперименте Δ примерно на порядок меньше этой величины, т.е. кулоновские столкновения не могут обеспечить формирование ударной волны с таким масштабом ширины фронта.

Присутствие относительно слабого продольного магнитного поля $r_{le}/r_{xap} < 1$; $r_{li}/r_{xap} > 1$; $\beta = \frac{nkT}{n^2/8\pi} > 1$ практически не изменяло картину течения^{х)}.

В начальной стадии взаимодействия плазменного потока с магнитным полем диполя типичным для всех опытов было наличие

х) Заметим, что были предприняты специальные меры для того, чтобы в исходном потоке отсутствовали захваченные магнитные поля. Мы считали необходимым это сделать, поскольку воспроизведение величины и направления захваченного магнитного поля трудно осуществить от выстрела к выстрелу. Установка заземленных сеток с размером ячейки ~ 1 см² на входе в камеру расширения позволила снизить амплитуду захваченных полей до $H < 20$ гс.

интенсивных колебаний электрического и магнитных полей, связанных, по-видимому, с развитием турбулентного сопротивления в токовом слое и установлением его эффективной ширины. С помощью системы перестраиваемых фильтров проводилось исследование спектрального состава возникающих колебаний. Было установлено, что колебания магнитного поля существуют как в стадии установления волны, так и в стационарной фазе. Максимальная амплитуда колебаний приходится на область границы между плазмой и магнитным полем. Спектр колебаний имеет характерную частоту в районе $(1,5 - 3) \cdot 10^6$ гц ($\sim \omega_{Hi}/2\pi$) и сравнительно быстро спадает в сторону высоких частот. Амплитуда колебаний на частоте $f = 10^7$ гц составляла примерно 0,1 от амплитуды в максимуме. Исследования спектра в более высокочастотной области не проводились из-за ограниченной полосы пропускания приёмного тракта.

Типичный вид распределения плотности, y и z компонент магнитного поля для случая установившегося профиля волны показан на рис.5. Характерным для установившегося режима является большая ширина (Δl) области перехода между плазмой и магнитным полем $\sim 20 \frac{c}{\omega_{oe}}$, причём, во времени происходит увеличение Δl от $\Delta l \sim 10 \frac{c}{\omega_{oe}}$ в начальной стадии до $\Delta l \sim 50 \frac{c}{\omega_{oe}}$ через $\Delta t \sim 10^{-5}$ сек.

Если предположить, что имеет место чисто диффузионный размыв границы, надо сделать также предположение об аномально низкой температуре плазмы в переходной области ($T < T_{нач.}$). Поскольку второе допущение не может иметь места, естественно связать уширение границы (резкое уменьшение проводимости σ) с развитием неустойчивостей в токовом слое.

Косвенным подтверждением возможности развития неустойчивостей на границе раздела плазма-поле является тот факт, что с внутренней стороны магнитной границы наблюдаются значительные по амплитуде флуктуации магнитного поля. Аномально низкое значение проводимости в переходном слое приводит к относительно быстрому проникновению плазмы внутрь магнитной полости (рис.4).

Как видно из рис.5, ширина фронта ударной волны значительно меньше не только длины свободного пробега, но и лармовского радиуса ионов в продольном магнитном поле. Для фор-

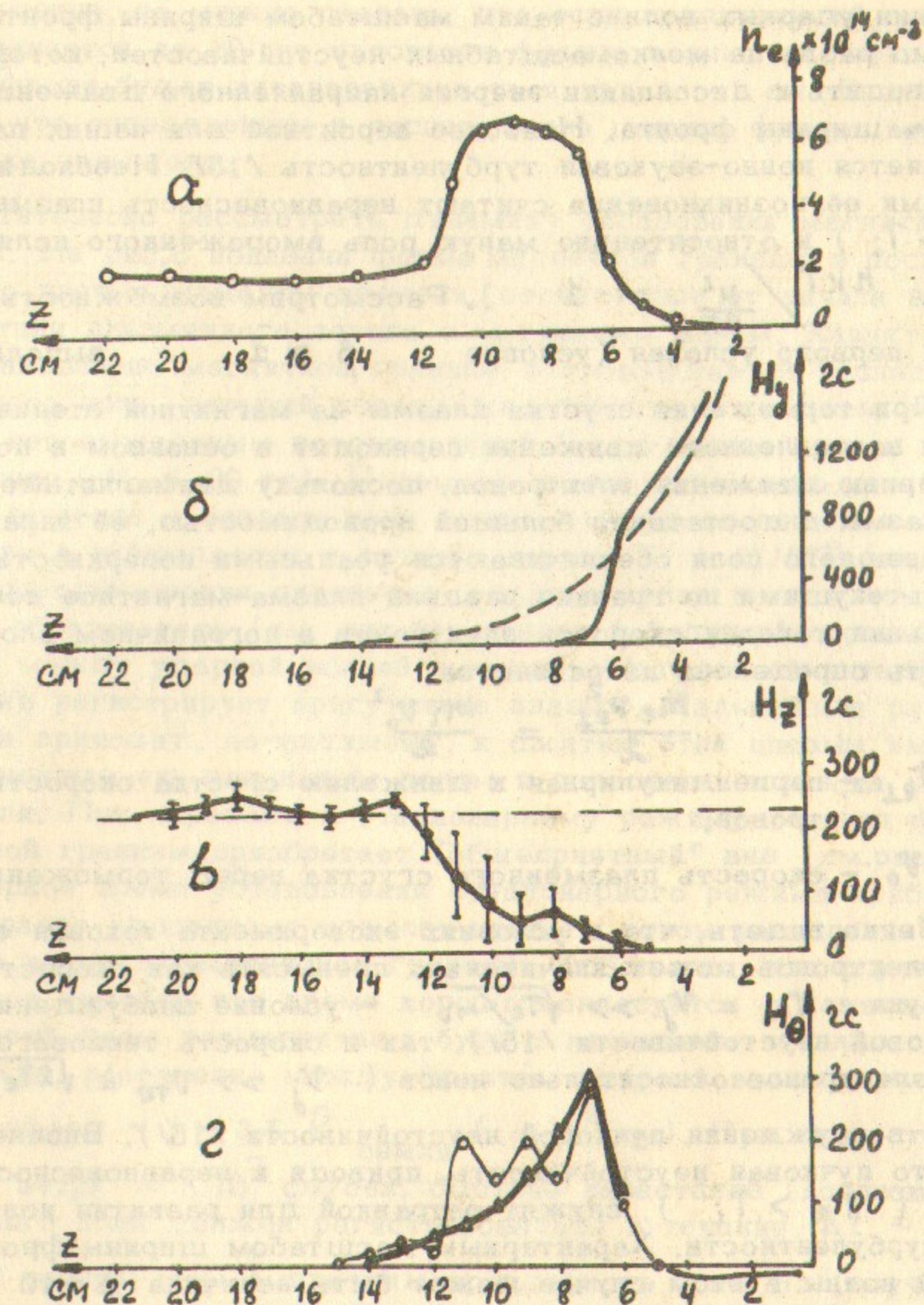


Рис.5. Распределение плотности и компонент магнитного поля в установившемся режиме: а) профиль плотности, б) компонента H_y . Пунктиром показано распределение поля в отсутствие плазмы, в) компонента H_z , г) компонента H_θ для случая, когда плазма налетает на полюс. Точки - один цикл экспериментов, треугольники - усреднение по 10 циклам.

мирования ударных волн с таким масштабом ширины фронта не обходимо развитие мелкомасштабных неустойчивостей, которые могут приводить к диссипации энергии направленного движения на длине \sim ширины фронта. Наиболее вероятной для наших параметров является ионно-звуковая турбулентность /15/. Необходимыми условиями её возникновения считают неравновесность плазмы ($T_e > T_i$) и относительно малую роль вмороженного поля H_0 ($\beta = \frac{kKT}{\frac{H^2}{8\pi}} > 1$). Рассмотрим возможность реализации первого условия (условие $\beta > 1$ выполнено).

При торможении сгустка плазмы на магнитной стенке энергия его направленного движения переходит в основном в поперечную энергию движения электронов, поскольку диамагнитные свойства плазмы с достаточно большой проводимостью, её экранировка от внешнего поля обеспечиваются реальными поверхностными токами, текущими по границе раздела плазма-магнитное поле. Предельная токовая скорость электронов в пограничном слое может быть определена из равенства

$$\frac{m_e v_{e\perp}^2}{2} = \frac{m_i v_0^2}{2}$$

где $v_{e\perp}$ - перпендикулярная к движению сгустка скорость электронов,

v_0 - скорость плазменного сгустка перед торможением.

Легко видеть, что в условиях эксперимента токовая скорость электронов может значительно превысить как скорость ионного звука $v_{e\perp} = v_j \gg \sqrt{T_e/m_i}$ - условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости /15/), так и скорость теплового движения электронов относительно ионов ($v_j \gg v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e}$ - условие возбуждения пучковой неустойчивости /15/). Вполне вероятно, что пучковая неустойчивость, приводя к неравновесности плазмы ($T_e > T_i$), служит затравкой для развития ионно-звуковой турбулентности. Характерным масштабом ширины фронта ударной волны в этом случае может быть величина $\Delta \sim 10 - 100 r_D$ (r_D - дебаевский радиус).

В эксперименте $\Delta \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см. Величину такого порядка невозможно измерить экспериментально. Размер зондов d значительно превышает Δ ($d \gg \Delta$). Что же касается ин-

терферометра, то можно сказать, что если зондирующий луч света отклоняется на $30'$ от плоскости фронта волны, то бесконечно крутой фронт будет интерпретироваться как $\Delta \sim 1$ см. Вполне возможно, что определенная в эксперименте ширина фронта волны несколько завышена.

Интересно рассмотреть динамику образования магнитной границы. На рис.6 показана форма магнитной границы в последовательно взятые моменты времени, отсчитанные от начала взаимодействия плазменного потока с магнитным полем. Характерно, что установление магнитной границы сопровождается всплеском магнитного поля, который невозможно связать с сжатием захваченных невозмущенным потоком полей (захваченное поле в исходном потоке $H < 20$ гс). Перемена знака дипольного поля не изменяет эффекта - всплеск поля связан именно со сжатием дипольного поля и наблюдается в течение первых $(1 - 2) \cdot 10^{-6}$ сек. Как показывают измерения плотности, ударная волна в этот момент еще не образовалась (см. рис.4), однако в будущей переходной области между ударной волной и магнитной границей интерферометр уже регистрирует присутствие плазмы. Дальнейшее развитие процесса приводит, по-видимому, к сжатию этой плазмы вместе с захваченным ею дипольным полем и появлению всплеска магнитного поля. При переходе к стационарному режиму течения форма магнитной границы приобретает "общеприятный" вид (см.рис.6в). Характерное время установления стационарного режима приблизительно равно удвоенному времени пробега ионом расстояния от ударной волны до магнитной границы. Любопытно, что с учетом критериев подобия это время хорошо согласуется с длительностью первой фазы геомагнитных бурь с внезапным началом. Действительно, расстояние между фронтом ударной волны и границей магнитосферы $\sim 3 - 3,5 R_{\text{земли}}$ ($\sim 10^9$ см). При скорости солнечного ветра $\sim 3 \cdot 10^7$ см/сек. быстрое нарастание (всплеск) геомагнитного поля должен регистрироваться в течение $\Delta t \sim 1$ мин.

С увеличением амплитуды продольного поля H_0 (случай $r_{le}/r_{\text{хар}} \ll 1$; $r_{li}/r_{\text{хар}} < 1$; $\beta < 1$) картина течения перед магнитным диполем резко изменялась. Это отчетливо видно уже по характеру воспроизводимости осциллограмм сигналов магнитных зондов (рис.7). Если в случае

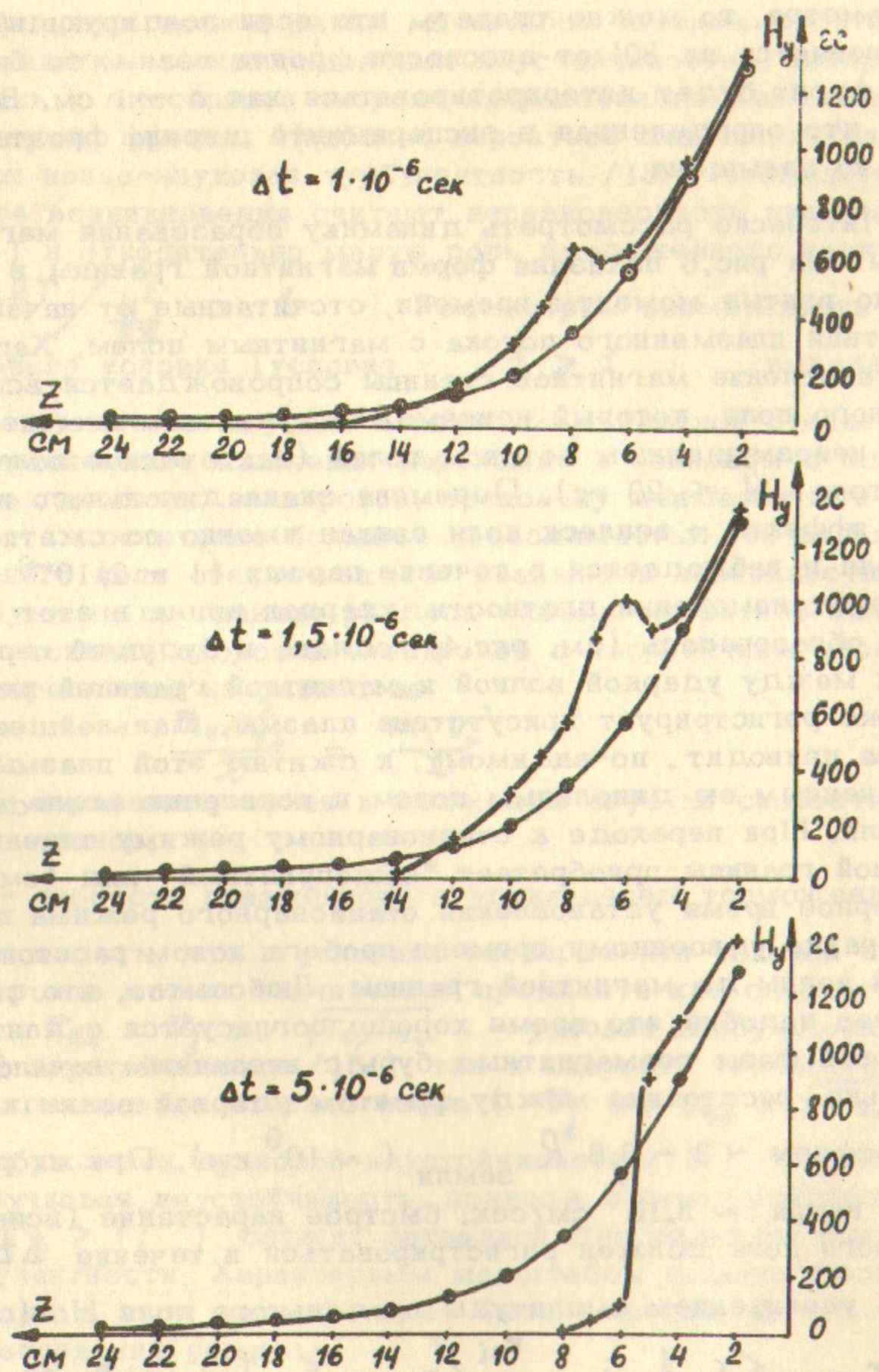


Рис.6. Форма магнитной границы во времени. $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
 $v_{||} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$; $M_{\text{зв}} = 5,3$; $\beta > 1$.

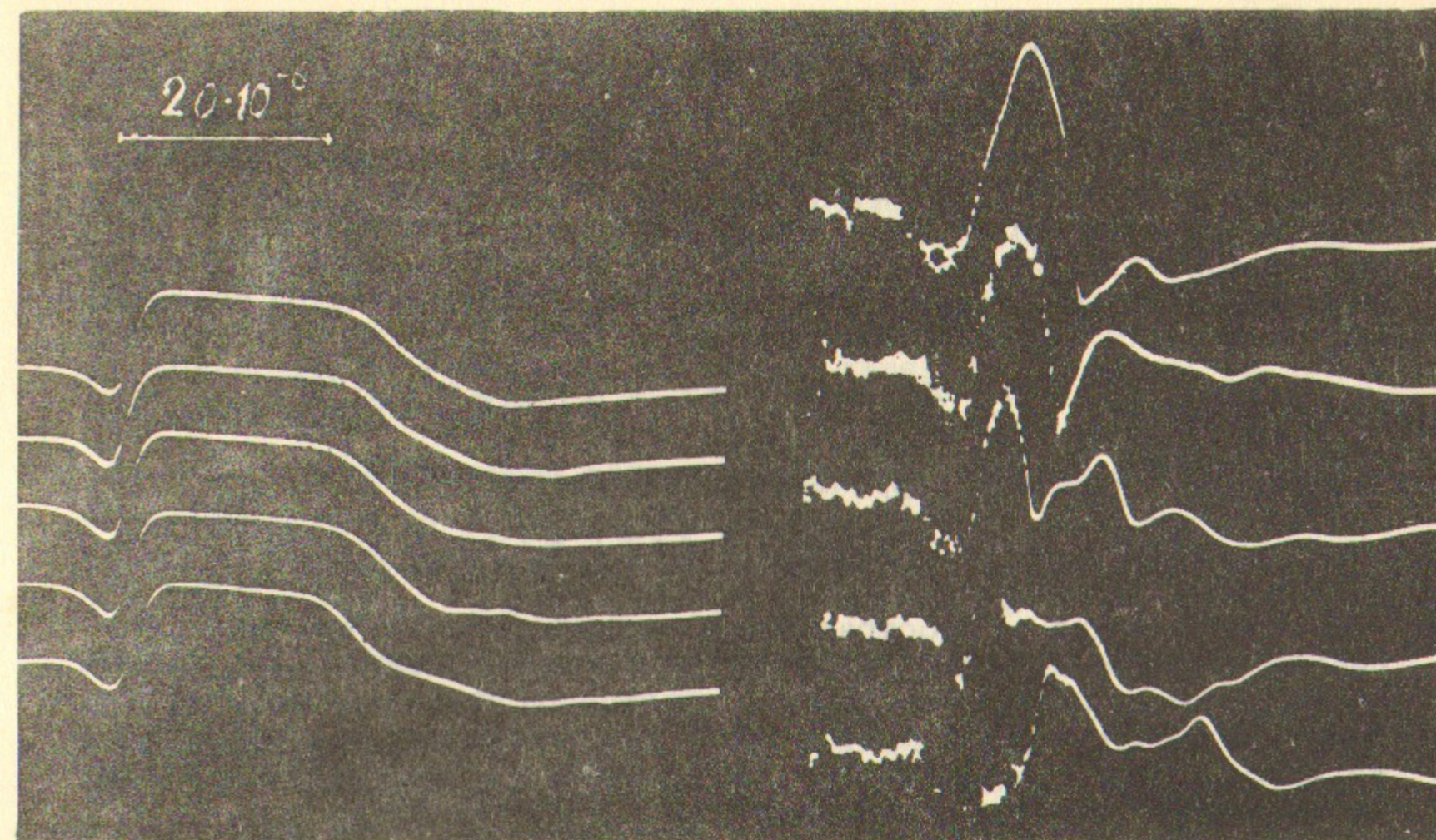


Рис.7. Интегрированные сигналы с магнитных зондов в пяти последовательных циклах работы установки. Слева $H_0 \sim 0$, $\beta > 1$; справа $\beta < 1$, $r_{li}/r_{хар} < 1$.

$r_{le}/r_{хар} < 1$; $r_{li}/r_{хар} > 1$; $\beta > 1$ воспроизводимость можно считать идеальной, то, когда ларморовский радиус ионов становился малым по сравнению с характерным размером возмущающей течения области, амплитуды измеряемых полей флуктуировали весьма сильно. Максимум средне-квадратичных отклонений амплитуды поля близок к магнитной границе. Интерферометр регистрировал незначительное увеличение ($\sim n_0$) плотности перед диполем и ударная волна отсутствовала. Отметим, что в этом режиме магнитное число Маха $M_{\text{магн}} = v_{||}/v_a$ было достаточно большим ($M_{\text{магн}} \gtrsim 3$).

Попытка понять природу наблюдаемых эффектов привела к необходимости провести корреляционный анализ колебаний магнитного поля. Для описания состояния плазмы с развитыми в ней колебаниями, необходимо вычислить пространственно-временную кор-

реляционную функцию этих колебаний:

$$K(\vec{R}, \tau) = \langle A(\vec{r}_1, t_1) A(\vec{r}_2, t_2) \rangle$$

где $\vec{R} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$; $\tau = t_1 - t_2$. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю. Понимая под ансамблем в одном случае различные значения амплитуд в некоторой точке пространства в различные моменты времени, а в другом - значения амплитуд в некоторый момент времени в различных точках области, занятой плазмой, получают автокорреляционную функцию

$$K(0, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(t) A(t+\tau) dt$$

или пространственную корреляционную функцию

$$K(\vec{R}, 0) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int A(\vec{r}) A(\vec{r} + \vec{R}) d\vec{r}$$

Усреднение по пространству в условиях нашего эксперимента реализовать крайне трудно, т.к. для этого необходимы одновременные измерения с большим числом зондов, присутствие которых может исказить исследуемые явления. Мы предполагали усреднение по пространству эквивалентным усреднению по времени^{х)} и вычисляли взаимную корреляционную функцию колебаний вида:

$$K(\vec{R}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(\vec{r}, t) A(\vec{r} + \vec{R}, t + \tau) dt$$

Сигналы с магнитных зондов, один из которых являлся опорным и был неподвижен, а второй перемещался в пространстве от цикла к циклу работы установки, записывались на перфоленту в виде числовой последовательности и операции, необходимые для вычисления функций взаимной корреляции, выполнялись с помощью ЭВМ.

На рис.8 показаны типичные картины зависимости коэффициентов взаимной корреляции ($\Delta \tau = 0$) колебаний от пространственной координаты при различных положениях опорного зонда. Характерным для случая "а" ($r_{\text{ле}}/r_{\text{хар}} < 1$; $r_{\text{ли}}/r_{\text{хар}} > 1$; $\beta > 1$) является то обстоятельство, что практически весь спектр колебаний четко локализован в области между фронтом ударной волны и магнитной поверхностью. Длина корреляции существенно зависит от местоположения опорного зонда. Для областей плазмы вблизи естественных границ (невозмущенный поток - ударная волна, переходная область - магнитная полость) коэффициент взаимной корреляции

х) Использование такого приёма законно, если среднее значение исследуемой величины и её дисперсия постоянны в исследуемой области пространства.

резко уменьшается при изменении расстояния между зондами на величину $\sim 0,5 - 1$ см, а затем практически не зависит от расстояния. Можно утверждать, таким образом, что длина генерируемых волн $\lambda_{\text{хар}}$ во всяком случае не больше этого размера. Фазы колебаний внутри магнитной полости всегда противоположны фазам колебаний с внешней стороны магнитной границы. То же самое наблюдается вблизи поверхности раздела невозмущенный поток - переходная область. Это означает, что ответственными за генерацию колебаний являются процессы на границах раздела.

Внутри переходной области в случае "а" и вверх по потоку от границы плазма - поле в случае "б" область корреляции значительно расширяется. Особенно отчетливо это проявляется в случае "б" ($r_{\text{ле}}/r_{\text{хар}} \ll 1$; $r_{\text{ли}}/r_{\text{хар}} < 1$; $\beta < 1$) (рис.8).

Характерные длины волн находятся в удовлетворительном соответствии со спектром колебаний, наблюдаемых с помощью перестраиваемых фильтров. Направление распространения волн - от магнитной границы навстречу потоку. Их скорость с хорошей точностью совпадает со скоростью альфвеновской волны, определенной по параметрам плазмы и амплитуде продольного поля H_0 . Волны практически полностью затухают на расстоянии $\sim (3-5) r_{\text{ли}}$ от магнитной границы.

Чем же объяснить столь разный характер течения?

С одной стороны, значительно уменьшается инкремент нарастания ионнозвуковых возмущений, когда магнитное поле становится достаточно сильным ($\omega_{\text{не}} = \frac{eH}{m_e c} > \Omega_0 = \sqrt{4\pi n e^2 / m_i}$).

С другой стороны, с уменьшением $\beta = \frac{n k T}{\frac{H^2}{8\pi}}$ появляется возможность генерации магнитозвуковых колебаний в области $K r_{\text{ли}} < \sqrt{\beta} / 15$. Магнитозвуковые колебания обладают нераспадным спектром. На биениях они могут возбуждать альфвеновские волны, но поскольку последние практически не поглощаются частицами, то этот эффект не приводит к ограничению амплитуды колебаний. Кинетическая энергия установившихся волн примерно в $\sqrt{\omega_{\text{не}} \tau_e}$ раз меньше тепловой и сосредоточена вблизи циклотронной частоты $\omega_{\text{ни}}$. По-видимому, в этом варианте экспериментальных условий имеет место слу-

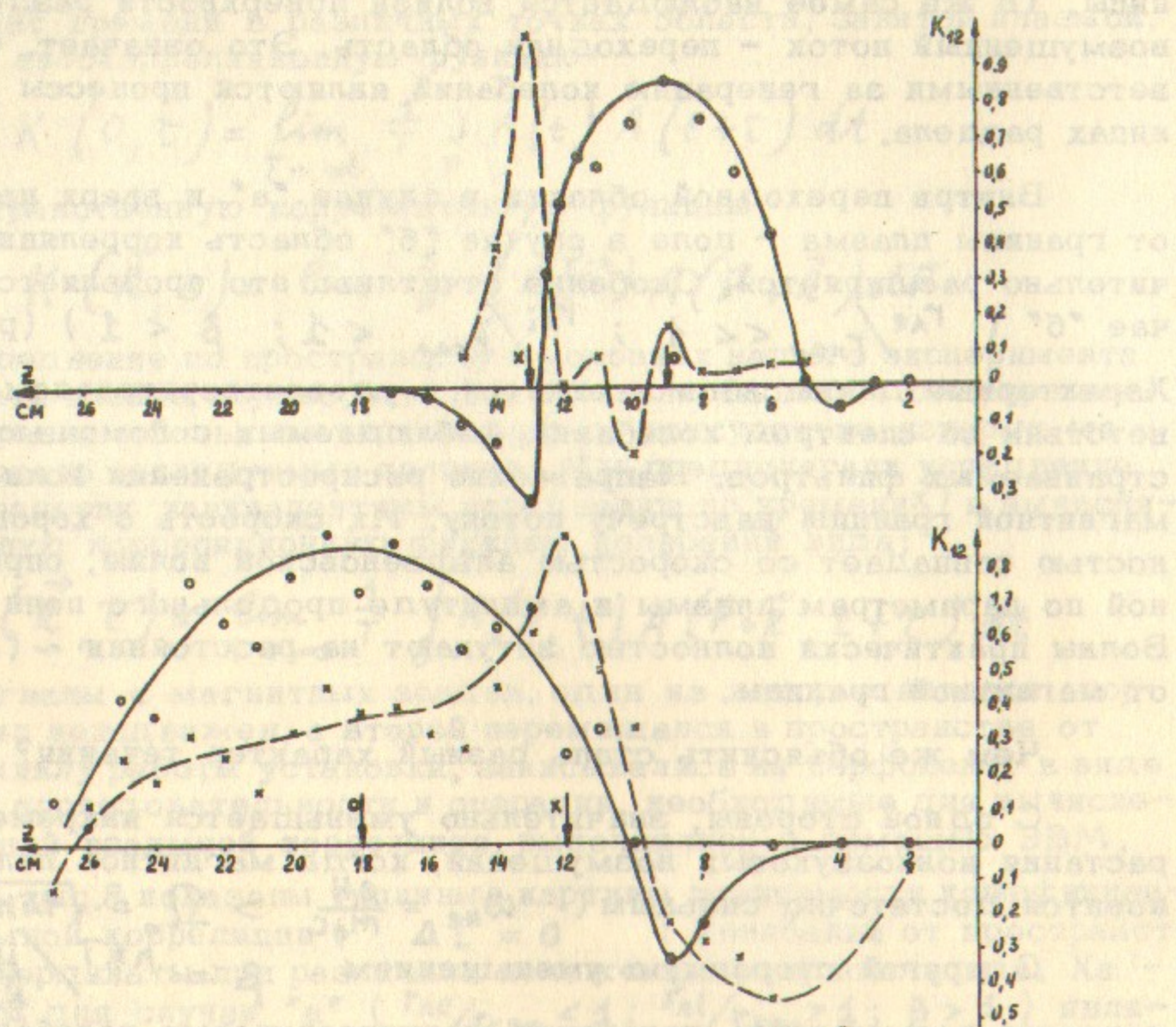


Рис.8. Типичный вид функций взаимной корреляции. 1 - $\beta > 1$; $r_{\lambda i} / r_{\text{хар}} > 1$ (ударная волна существует. Фронт расположен на расстоянии $z \sim 13$ см). 2 - $\beta < 1$ $r_{\lambda i} / r_{\text{хар}} < 1$ (ударная волна не формируется). Стрелками показано положение опорных зондов.

чай, когда переход в турбулентный режим не осуществляется - первая гармоника колебаний синхронизирует все высшие гармоники, развиваются колебания с конечной амплитудой и и дополнительные степени свободы не возбуждаются.

При увеличении волнового числа k выше значения, определяемого неравенством $kr_{\lambda i} < \sqrt{\beta}$ магнитозвуковые колебания довольно быстро переходят в чисто электронные, соответствующие т.н. "свистящим атмосферикам". Это обстоятельство (срыв магнитозвуковых колебаний) можно использовать для дополнительного эксперимента, позволяющего подтвердить магнитозвуковую природу волн, наблюдаемых в наших опытах.

Известно, что максимальная длина волны порядка размера возмущающего объекта. Если изменить характерный размер диполя таким образом, чтобы при неизменном значении β выполнить соотношение $r_{\lambda i} \lesssim r_{\text{хар}}$, то можно зафиксировать срыв магнитозвуковых колебаний. Такой эксперимент был поставлен и подтвердил высказанные соображения. При сохранении начальных параметров плазмы и амплитуды продольного магнитного поля обтекание диполя меньших размеров ($r_{\text{хар}2} \sim 1/5 r_{\text{хар}}$ для рис.8б) сопровождалось формированием головной ударной волны.

Обсуждение результатов

Как уже отмечалось выше, имеются две экспериментальные работы, по постановке задачи сходные с нашими /7,8/. Результаты, относящиеся к формированию магнитной границы, практически совпадают для установившегося режима течения. Вопросы же о динамике формирования ударной волны, ширине ее фронта и механизме бесстолкновительной диссипации не были удовлетворительно разрешены авторами работ /7,8/.

Приведенная в работе /8/ кривая распределения плотности перед магнитным диполем не представляется нам убедительным доказательством существования бесстолкновительной ударной волны. Условия Гюгонио на скачке не выполнены - при начальных параметрах плазмы, имеющих место в условиях работы /8/, отношение ρ_2 / ρ_1 во всяком случае должно превышать 3, тогда как по данным авторов плотность за фронтом ударной волны приблизительно удваивается. По-видимому, подобный ход плотности

связан с тем, что стационарный режим течения не реализуется (см. распределение плотности перед диполем в фазе установления волны на рис.4 настоящей работы для $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6}$ сек).

Тщательный анализ флуктуаций электрических и магнитных полей при взаимодействии плазменного потока с дипольным магнитным полем проведен авторами работы /7/. Однако измерения плотности, выполненные с помощью трехзеркального интерферометра, дают лишь качественное подтверждение существования ударной волны (увеличение оптической длины пути nd в области между ударной волной и магнитной границей).

В нашей работе исследована динамика формирования магнитной границы и ударной волны, измерена ширина фронта и спектр возбуждаемых колебаний.

Установлено, что время образования ударной волны приблизительно равно времени двойного пробега ионам расстояния между фронтом и магнитной границей. Стадия формирования сопровождается всплеском магнитного поля, который связан с проникновением плазмы в область сильного поля и ее последующим сжатием. Возможно, что именно такой механизм ответственен за внезапное начало геомагнитных бурь.

Экспериментально измеренная ширина фронта ($\Delta \sim 1$ см) и характерные длины возбуждаемых электромагнитных волн ($\lambda < 0,5$ см по данным корреляционного анализа) позволяют утверждать, что механизм бесстолкновительной диссипации связан с развитием неустойчивости типа ионного звука. В условиях нашей работы ($n_0 \sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $H_0 \leq 200$ гс, $M > 5$), по-видимому, реализуется турбулентный режим, поскольку $\nu \tau \gg \epsilon n \varphi / \varphi_0$ ($\nu \sim \Omega_0$ - инкремент неустойчивости, $\tau \sim c/\omega_0/v_a$ - характерное время, $\epsilon n \varphi / \varphi_0$ - порядка кулоновского, если амплитуда флуктуаций порядка равновесной) /16/. Стационарность процесса обеспечена (длительность потока с однородными параметрами значительно больше всех характерных времен).

Отсутствие измерений уровня колебаний в области высоких частот ($\sim \sqrt{\omega_{ni} \omega_{ne}} > f_{UH}$ измерительного тракта) не позволяет исключить вклад ион-ионной неустойчивости в формирование эффективной ширины фронта ударной волны.

Увеличение амплитуды продольного магнитного поля H_0 ($\beta < 1$) приводимо к "исчезновению" ударной волны. В этом режиме наблюдаются интенсивные ($\tilde{H} \sim H_0$) колебания, которые интерпретировались нами как магнитозвуковые. Эффективная проводимость плазмы σ в условиях развития магнитозвуковых колебаний отличается от кулоновской σ_0 на величину $\sim \nu/v_e$

$$\frac{1}{\sigma} \approx \frac{1}{\sigma_0} \left(1 + \frac{\nu}{v_e} \right)$$

и, по-видимому, недостаточна для бесстолкновительной диссипации. Удивительным является то обстоятельство, что несмотря на относительно малый инкремент ($\delta/\omega \sim \beta \nu/v_e$), именно магнитозвуковые колебания определяют характер течения, когда выполнены условия для их возбуждения.

Авторы благодарят Р.З.Сагдеева за внимание к работе и плодотворные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. E. N. Parker. *Astrophys. J.*, 128, 664, 1958.
E. N. Parker. *Interplanetary Dynamical Process*.
New-York - London, 1963.
2. W. H. Bostick, H. Bufield, M. Brettschneider.
J. Geophys. Res., 68, n 18, 1515, 1963
3. Ueadis, Muller, Baskett. *J. Geophys. Res.*
69, № 11, 2257, 1964.
4. N. Kawashima, N. Fukushima. *Planet Space Sci.*
12, № 12, 1187, 1964.
5. K. Schindler. On the similarity laws for the
interaction of the solar wind with the magne-
sphere. E.S.R.I., Frascati, Italy, 1966.
6. L.P. Block. *Planet Space Sci.*, 15, n 10, 1967.
7. R. Patriek. Shock wave studies using plasma
wind tunnel. Доклад на Международном сим-
позиуме по ударным волнам. Новосибирск, 1967.
Phys. Fluids, 12, № 2, 366, 1969.
8. Г.Г.Манагадзе, И.М.Подгорный, В.Н.Русанов. Взаимодейст-
вие потока плазмы с магнитным полем двумерного диполя. Док-
лад на Международном симпозиуме по ударным волнам, Но-
восибирск, 1967.
Г.Г.Манагадзе, И.М.Подгорный. Геомagnetизм и аэрономия,
8, 618, 1968, там же, 8, 545, 1968.
9. Г.Г.Долгов-Савельев, Ю.Е.Нестерихин, В.К.Малиновский,
Р.З.Сагдеев. О лабораторном моделировании взаимодействия
плазмы солнечного ветра с магнитосферой Земли. Бакуриани,
4-я школа космофизики, 1967.

- Г.Г.Долгов-Савельев, Э.П.Кругляков, А.И.Курбатов, В.К.Ма-
линовский, Ю.Е.Нестерихин. Ударные волны в плазме при об-
текании тела". Доклад на Международном симпозиуме по
ударным волнам. Новосибирск, 1967.
10. Г.Г.Долгов-Савельев, А.М.Искольдский, Э.П.Кругляков,
В.К.Малиновский. Image converter method of
registration of Thomson scattering of ruby light
by plasma. *Laser and Unconventional Optics J.*, 1, n 10, 1967.
11. Э.П.Кругляков, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин. О воз-
можности определения температуры и плотности нестационар-
ной плазмы методами оптической интерферометрии. *Магнит-
ная гидродинамика*, 2, 34, 1965.
12. В.К.Малиновский. Исследование ударных волн, возбуждае-
мых при обтекании тел плазменным потоком. Диссертация
ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1968.
13. P. H. Levy and H. E. Petschek. *Phys. Fluids*, 6, 946, 1963
14. M. Cloupeau. *Phys. Fluids*, 5, 679, 1963.
15. В.Д.Шафранов. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.3, Атом -
издат, Москва, 1964.
Б.Б.Кадомцев. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.4, Атомиз-
дат, Москва, 1964.
16. С.Г.Алиханов, Н.И.Алиновский, Г.Г.Долгов-Савельев, В.Г.Есе-
левич, Р.Х.Куртмуллаев, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин,
В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев, В.Н.Семенов. Доклад
СМ-24/А-1 на Международной конференции по физике плаз-
мы, Новосибирск, 1968.

17. Давидов-Савельев, А.И. Кухинский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

16. С.Т. Авакьян, Н.Н. Авакьян, Г.Т. Авакьян. В.К. Малиновский. 1970.

15. М.С. Голубовский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

14. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

13. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

12. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

11. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

10. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

9. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

8. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

7. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

6. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

5. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

4. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

3. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

2. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

1. В.К. Малиновский, В.К. Малиновский. В.К. Малиновский. 1970.

Ответственный за выпуск В.К.Малиновский

Подписано к печати 12.1.70

Усл. 1/3 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.

Заказ № 356

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.