

13
АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 246

Н.И.Алиновский, В.Г.Еселевич, Н.А.Кошелев,
Р.Х.Куртмуллаев

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ИОНОВ В ПЛАЗМЕ,
НАГРЕТОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Новосибирск
1968

Н.И.Алиновский, В.Г.Еселевич, Н.А.Кошелев,

Р.Х.Куртмуллаев

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ИОНОВ В ПЛАЗМЕ, НАГРЕТОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А Н Н О Т А Ц И Я

При помощи метода пассивной корпускулярной диагностики исследованы энергетические спектры ионов в плазме, нагретой ударной волной, и определены моменты и места старта частиц в зависимости от числа Маха возбуждаемой волны.

Показано, что при $M \geq 3$ наблюдается старт ионов раньше момента кумуляции волны, что можно объяснить возникновением взаимопроникающих потоков частиц при "опрокидывании" фронта волны.

Относительная ширина энергетического спектра частиц и корреляция выхода нейтральных частиц вдоль и поперёк направления распространения волны говорят о сильной бесстолкновительной диссипации энергии во всех исследованных режимах.

Одной из наиболее интересных проблем, связанных с бесстолкновительной ударной волной, является вопрос о механизме диссипации энергии волны в условиях, когда парные столкновения несущественны. Исследование этой проблемы имеет две стороны: объяснение структуры фронта ударной волны, тесно связанной с турбулентной диссипацией, происходящей, во фронте, и установление относительной эффективности нагрева электронной и ионной компонент плазмы в зависимости от начальных условий и параметров волны.

Ряд экспериментальных работ /1/, выполненных с использованием различных прямых и косвенных методов, показали, что в волне при числах Маха M , меньших некоторого критического $M^* = 3 \div 4$, диссипация энергии во фронте обусловлена, главным образом, турбулентным сопротивлением, что приводит к преимущественному нагреву электронов (в согласии с теорией /2/).

Однако результаты /3/, полученные при $M > M^*$, дают основания предполагать, что в этих условиях становится существенным нагрев ионной компоненты.

Картина развития физических процессов, происходящих при $M > M^*$, полученная на основе исследования макроструктуры фронта волны (профили плотности n , электрического поля E , магнитного поля H) и макроструктуры электрических и магнитных флуктуаций /4/ не противоречит гипотезе, высказанной Р.З.Сагдеевым /5/, что при превышении числом Маха некоторого критического значения можно ожидать "опрокидывание" фронта, образующее взаимопроникающие потоки ионов с последующим развитием ион-ионной неустойчивости.

В настоящей работе предпринята попытка провести непосредственно измерение энергетического спектра ионов при волновых возмущениях плазмы и проверить качественные и количественные зависимости ионного нагрева с определенной структурой фронта и параметрами процесса.

Информация об энергетическом спектре ионов в плазме получалась в результате изучения энергетического распределения нейтралов перезарядки при помощи газовой обдирочной камеры и дифференциального анализатора заряженных частиц по энергии.

Экспериментальная установка

Опыты проводились на установке УН-4 /6/, схема которой вместе с диагностической аппаратурой показана на рис.1.

Плазма, создаваемая в цилиндрическом стеклянном объеме $\phi = 16$ см, помещенном в квазистационарное магнитное поле ($H_0 = 10^2 \div 10^3$ э), подвергалась сжатию быстронарастающим полем ($H_0 = 2 \div 3$ кэ), которое получалось в результате разряда малоиндуктивного конденсатора ($C = 0,6$ мкф, $U = 40$ кВ) на короткозамкнутый виток. Возникающая цилиндрическая ударная волна распространялась к оси и кумулировала. Её скорость и трансформация ударного фронта определялись при помощи 2-х магнитных зондов, расположенных на расстоянии $z_1 = 24$ и $z_2 = 39$ мм от оси, соответственно.

Диагностическая установка состоит в основном из газовой обдирочной камеры (обдирка на водороде, $p \approx 6 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.) и электростатического анализатора заряженных частиц по энергии, сделанного на основе цилиндрического конденсатора /7/.

Регистрация ионов ведется при помощи открытого электронного умножителя (ЭУ) типа ВЭУ-ОТ-8М. В данных опытах важными являлись, главным образом, относительные измерения в течение одного опыта, поэтому медленное понижение чувствительности со временем, характерное для подобных ЭУ, практически не влияло на результат.

Тракт прохождения ионов экранирован от действия квазистационарного магнитного поля.

Перед входом в обдирочную камеру установлен конденсатор, отклоняющий ионы, которые при исследовании вдоль магнитного поля могут идти вместе с нейтралами и в значительной мере усложнить наблюдаемую картину.

Относительно высокое добавочное усиление ($\approx 10^4$), обусловленное малым уровнем сигнала, и коммутация довольно больших мощностей непосредственно перед самым приходом сигнала заставили обратить серьезное внимание на помехозащищенность диагностической аппаратуры. Предпринятые специальные меры обеспечили практически полное отсутствие электромагнитных наводок.

Более подробные сведения о конструкции диагностической аппаратуры и результатах её калибровки будут опубликованы дополнительно.

Все основные опыты проведены при помощи двух одновременно включаемых анализаторов. Один из них - "продольный" - подключался к торцу установки (в 2 см от оси). Вторым "поперечный" - устанавливался по диаметальному и хордовому (в 2 см от диаметра) направлениям примерно в среднем сечении витка.

Требования к методу диагностики.

Исследования быстрых процессов в плазме предъявляют к методам диагностики серьезные требования в их пространственном и временном разрешении, точности отсчёта времени и чувствительности.

Рассмотрим эти требования, определяемые спецификой изучаемого процесса.

Пространственное разрешение должно соответствовать характерному масштабу - ширине ударного фронта Δ :

$$\Delta \approx 0,5 \text{ см при } M < M^*$$

$$\Delta \approx 2 \div 3 \text{ см при } M > M^*$$

$$(\text{при } n_i \sim 10^{14} \text{ см}^{-3})$$

Требование к временному разрешению определяется параметром $\tau \approx \frac{\Delta}{u}$, где u - скорость волны,

$$\tau \approx 25 \text{ нсек при } M < M^*$$

$$\tau \approx 150 \text{ нсек при } M > M^*$$

Наша аппаратура удовлетворяла, в основном, этим требованиям. Так, при достигнутой чувствительности, обеспечивающей уверенную регистрацию сигнала, угловая апертура анализатора составляла $\approx 10^{-2}$ радиан, что позволяло "просматривать" на оси плазменной установки участок с линейным размером, не превышающим 7-8 мм.

Временное разрешение в нашем случае определялось, в основном, широкополосностью радиотехнического тракта. Регистры -

ция сигналов с магнитных зондов и с ЭУ велась при помощи отдельных осциллографов ДЭСО-1, которые вместе с добавочными усилителями обеспечивали ширину полосы $\Delta f \approx 60$ мГц.

Абсолютная ошибка в отсчете времени, как легко понять, должна быть, по крайней мере, на порядок меньше времени схождения волны к оси $\Delta t \approx \frac{R}{u}$, т.е. в нашем случае составлять $30 \div 50$ нсек. Этому требованию особенно трудно удовлетворить при регистрации частиц малой энергии, так как их времена пролёта по тракту анализатора составляют несколько мксек.

В этом случае для повышения точности при помощи генератора двояных импульсов производилась задержка запуска осциллографа, регистрирующего сигнала с ЭУ, и строб-импульса, дающего начало отсчёта, на интервал времени несколько меньший пролёта. Специальные исследования показали, что максимальная ошибка, возникающая из-за нестабильности работы генератора и регистрирующей аппаратуры при наибольших задержках ($\sim 3-4$ мксек) не превышает $30-40$ нсек. Вводимая задержка даёт возможность производить регистрацию сигнала на относительно коротких развертках осциллографа ($0,6$ и $1,2$ мксек), обеспечивая тем самым высокую точность отсчёта.

Относительная ошибка в измерении расстояний не превышала $0,3\%$.

При определении времени пролёта частиц учитывалась задержка сигнала с ЭУ и сигнальных кабелей (≈ 40 нсек).

Конечная энергетическая ширина щелей анализатора (6%) также вносит ошибку в отсчёт времени, однако её можно учесть, считая, что начало сигнала обусловлено приходом более быстрых частиц из энергетического интервала.

При исследовании быстрых процессов в плазме можно (по крайней мере, для их начальной стадии) пренебречь приходом в плазму нейтрального газа, десорбированного со стенок камеры, являющегося в случае медленных процессов /8/ наиболее вероятной перезарядной мишенью для ионов. В нашем случае перезарядка должна идти, в основном, на нейтралах плазмы. Основываясь на этом утверждении, можно оценить порядок необходимой для регистрации сигнала чувствительности диагностической аппаратуры. Грубая оценка показывает, что для плазмы со следующими пара-

метрами: плотность ионов $n_i \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации $\sim 90\%$, температура ионов $\sim 10^2$ эв, эквивалентные токи нейтральных частиц в телесном угле, вырезаемом анализатором, имеют порядок $10^{-6} - 10^{-8}$ а. Учитывая коэффициент преобразования нейтральных частиц в заряженные ($\alpha \approx 10^{-4} \div 10^{-2}$) в обдирочной камере и чувствительность ДЭСО-1 ($\sim 10^{-3}$ а/см при 75-омном входном сопротивлении), находим, что дополнительное усиление по току должно быть порядке 10^9 . Это достигается при помощи электронного умножителя ($\sim 10^6$) и дополнительного усилителя ($\sim 10^4$).

Методика обработки экспериментальных данных.

Приближенную картину моментов старта можно получить, задаваясь определенным расстоянием пролёта (предполагая, например, старт частиц с оси). Приводя сигналы к процессу, получим в результате картину, подобную показанной на рис. 2а и 2б. Таким образом точно может быть установлен только момент кумуляции. Временное соответствие сигналов другим фазам волны будет найдено с точностью до времени, соответствующего неопределенности, в месте старта частиц ($\Delta t = 0 - \frac{R}{v}$), где v - скорость частиц.

Более полную и точную информацию о месте и моменте старта частиц даёт метод, основанный на использовании пространственно-временной картины процесса (см. рис. 3), показывающий изменение во времени положения фронта ударной волны (а) и магнитного поршня (б). Картина строится на основе данных, получаемых при помощи магнитных зондов.

Пространственно-временная картина движения частиц, покинувших фронт, восстанавливается по известным данным: времени прихода частиц в анализатор и их энергии. Полученные траектории (в, г), наклон которых определяется скоростью частиц, являются геометрическим местом возможных стартов частиц. Реальное место и момент старта находятся по пересечению траекторий фронта (а) и частиц (в, г).

Для выяснения вопроса о хаотизации энергии ионов и волне большое значение имеет определение на основе экспериментальных данных функции распределения ионов по энергии в любой момент

Её можно получить, как будет показано в следующей нашей работе, при помощи выражения:

$$\frac{dn_i}{dE} = f(E) = \frac{J \cdot e^{b n_i \cdot x}}{K' \cdot \alpha \cdot E^{3/2} \cdot \beta \cdot B}$$

где J - выходной ток ЭУ,

K' - коэффициент усиления ЭУ,

α - коэффициент обдирки нейтральных частиц в обдирочной камере,

B - коэффициент, не зависящий от энергии,

$A = e^{b n_i \cdot x}$ - коэффициент, учитывающий ослабление нейтрального пучка в поперечном магнитном поле при прохождении им плазмы,

$n_i \cdot x$ - толщина плазменной мишени,

β - сечение перезарядки атома водорода на протоне.

Учёт коэффициента A необходим лишь при исследовании глубинных процессов в плотной плазме ($n_i \cdot x \gtrsim 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Для менее плотной плазмы, или когда эмиссия нейтралов идёт из её поверхностного слоя, $A \sim 1$. Из вида энергетической зависимости сечения перезарядки [9] можно сделать вывод, что пренебрежение ослаблением потока нейтральных частиц, при их прохождении через плазму, ведет к некоторому ($\sim 30\%$ при $n_i \cdot x \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$) завышению температуры ионов.

В определении функции распределения $\frac{dn_i}{dE} = f(E)$ важна, главным образом, её форма, поэтому оставляется без внимания коэффициент B , не зависящий от энергии, и энергетическое распределение $\frac{dn_i}{dE}$ строится в относительных единицах.

Если функция распределения далека от максвелловской, то о степени хаотизации ионов можно приближенно судить по относительной ширине энергетического спектра.

Интересно сравнить получаемые функции распределения с максвелловской. Сравнение даёт возможность увидеть степень отклонения от максвелловской функции и в случае малости отклонения определить температуру ионов T_i . Её можно найти по тангенсу наклона прямых, выражающих следующие зависи-

МОСТИ:

для изотропной максвелловской функции

$$\ln \frac{J \cdot e^{b n_i \cdot x}}{K' \cdot \alpha \cdot E^2 \cdot b} = -\frac{E}{K T_i} + \ln C_1, \quad (1)$$

для максвелловской функции, изотропной в 2-х направлениях (например, в φ -ой плоскости в случае цилиндрической геометрии):

$$\ln \frac{J \cdot e^{b n_i \cdot x}}{K' \cdot \alpha \cdot E^{3/2} \cdot b} = -\frac{E}{K \cdot T_i} + \ln C_2, \quad (2)$$

для анизотропной максвелловской функции:

$$\ln \frac{J \cdot e^{b n_i \cdot x}}{K' \cdot \alpha \cdot E \cdot b} = -\frac{E}{K \cdot T_i} + \ln C_3. \quad (3)$$

Здесь C_1, C_2, C_3 - произвольные постоянные.

Недостаток статистики, как правило, не даёт возможности по отклонению от прямолинейности кривых (1), (2) и (3) определить, какая из трех максвелловских функций имеет место для ионов в плазме, поэтому обычно ведется расчёт для всех трёх случаев и определяется нижний и верхний предел температуры ионов.

Описанный метод определения температуры связан, по существу, с высокоэнергетичной частью распределения, так как, в основном, она определяет наклон прямой. Поэтому полученная этим методом температура может отличаться, вообще говоря, от T_i , определенной по энергии, при которой наблюдается максимум функции распределения, если последняя искажена, например, направлением движением ионов.

Экспериментальные результаты, как отмечалось выше, исследования структуры фронта волны в зависимости от числа Маха показали, что вблизи некоторого критического числа $M=3 \div 4$ происходят качественные изменения распределения электрических и магнитных полей и плотности плазмы во фронте волны.

Характер перестройки фронта: образование вытянутого подножия, существенное уширение фронта [10], изменение относительного сдвига профилей n, E, H , изменение спектра электромагнитных флуктуаций [4] и др. согласуется с гипотезой, высказанной в [5], об опрокидывании сильной ударной волны, формиру-

вании взаимопроникающих потоков ионов и развитии турбулентной вязкости.

В излагаемых опытах, развивающих эти исследования, делается попытка непосредственно установить нарушение однопотоковости движения ионов за фронтом волны, хаотизацию ионных скоростей и зависимость этих эффектов от фазы волнового процесса.

Наиболее убедительным способом установления многопотоковости могла бы явиться регистрация частиц, идущих в сторону, противоположную направлению движения фронта, до её кумуляции. Поэтому в настоящей работе основное внимание уделено определению места и момента старта частиц, покидающих фронт, в зависимости от числа Маха.

Рассмотрим режим с $M > M^*$.

Волна достигает критической амплитуды на расстоянии 3-4 см от оси, что видно по появлению подножия на сигнале с магнитного зонда (рис.2). При этом первые ионы, движущиеся "назад" относительно направления распространения волны, появляются существенно раньше момента кумуляции волны на оси. Для более точного определения места и момента старта этих ионов сделано пространственно-временное построение (рис.3). С учётом ширины фронта и конечности энергетического интервала, определяемого шириной щелей анализатора, при пересечении прямой \mathcal{Z} ($E = 244$ эв) с траекторией движения волны получается область 1 (рис.3), которая с точностью до 1-2 см совпадает с местом начала "опрокидывания" фронта. Появление ионов при $M > M^*$, идущих в направлении, обратном распространению волны, до её кумуляции свидетельствует о возникновении взаимопроникающих потоков при "опрокидывании".

Начиная с этого момента и вплоть до кумуляции ударного фронта, ионный сигнал имеет медленно нарастающее "подножие" (рис.2а), в спектре которого фиксируются максимальные энергии до ~ 500 эв, что составляет $(3 \div 4) \cdot \frac{m_i \cdot u^2}{2}$. (Нижний предел определялся чувствительностью аппаратуры и составлял ~ 100 эв). Температура, полученная по "хвосту" распределения, $T_i \sim 70 - 100$ эв ($n_i \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) согласуется с величиной поступательной энергии ионов в волне.

Сама функция распределения ионов по энергии в "подножии" сигнала отличается от максвелловской.

Интересно отметить, что "хордовые" измерения практически дают те же результаты, что и диаметральные (рис.4). Совокупность фактов, полученных при $M > M^*$, говорит, по крайней мере, о частичной хаотизации ионных скоростей в рассматриваемой области.

Данные продольного анализатора, к сожалению, не могут быть использованы для достаточно точного определения места и момента старта частиц, поскольку время их движения вдоль ударного витка превосходит время движения волны до оси системы. Поэтому результаты, полученные с продольным анализатором, привлекаются, в основном, для выяснения степени хаотизации ионных скоростей, усредненных по всем процессам (включая кумуляцию волны).

При сжатии волны на оси возрастает выход ионов из области кумуляции и подножие ионного сигнала переходит в более крутую фазу основного сигнала (рис.2а), дальнейший рост которого вплоть до максимума связан с тремя основными процессами:

- 1) продолжением кумуляции ударного фронта,
- 2) адиабатическим поджатием столба плазмы нарастающим магнитным поршнем,
- 3) движением волны к стенкам камеры после отражения от оси.

В какой-то мере временной масштаб ионных сигналов зависит также и от конечных пространственных размеров области старта ионов.

Энергетическое распределение ионов, стартующих из области кумуляции, имеет максимум при $E \approx 250$ эв (рис.4). Сам спектр довольно широк (максимальная энергия $E \approx 1,6$ кэв, т.е. в ~ 10 раз превышает направленную энергию волны), хотя и отличается от максвелловского.

Оценка температуры для области кумуляции волны по зондам с учётом адиабатического поджатия и по "хвосту" распределения дают значения T_i одного порядка.

Одновременная регистрация ионов, идущих вдоль оси системы из этой области, говорит о практическом равенстве продольной и поперечной температур (см. таблицу 1).

Таблица 1

№	T (эВ)			T (эВ)		Примечание
	1	2	3	1	3	
I	70	110	-	-	-	"опрокидывание"
II	160	190	240	170	230	кумуляция
III	150	180	250	160	230	Расширение плазменного столба
IV	200	240	340	140	300	Кумуляция на 2-ом полупериоде

Расчёт температуры велся по трём предполагаемым видам изотропизации максвелловской функции.

В данном эксперименте амплитуда поршня синусоидально зависит от времени, поэтому вслед за максимальным сжатием следует его спад до нуля, приводящий к расширению плазмы. Этому процессу по времени соответствует наиболее интенсивный ионный сигнал (рис. 2а), который можно объяснить появлением плотной перезарядной мишени. В этом случае можно было ожидать адиабатическое охлаждение плазмы, однако оно не фиксируется достаточно чётко так как, по-видимому, лежит в пределах точности измерений (см. таблицу 1).

Температура на последующей фазе сжатия (на 2-ом полупериоде тока ударного контура), как видно из таблицы 1, возрастает незначительно (30%) по сравнению с T_i в первом полупериоде.

Рассмотрим режим с $M < M^*$. С уменьшением амплитуды волны область 1 (рис. 3) смещается к оси, и при $M < M^*$ появление первых ионов на анализаторе соответствует уже момен-

ту кумуляции волны (см. рис. 2 б) или еще более поздним процессам (отражение волн и т.п.). Дальнейший рост ионного сигнала, так же, как и в случае $M > M^*$, связан с продолжением кумуляции, последующим отражением волны и адиабатическим поджатием плазменного столба нарастающим магнитным поршнем (рис. 2б).

Температуры ионов, стартующих в определенных стадиях процесса, приведены в таблице II.

Таблица II.

№	Т (эВ)		Т (эВ)		Примечание
	1	3	1	3	
II	210	400	170	220	Кумуляция
III	220	410	120	150	Расширение плазмы
IV	250	500	160	200	Кумуляция на 2-ом полупериоде

Как видно из таблицы II, наблюдается систематическое превышение поперечной температуры над продольной приблизительно в 2 раза. Присутствие в спектре довольно энергичных ионов ($E \sim 3$ кэВ) говорит о частичной хаотизации, но меньшей, чем в режиме с $M > M^*$.

Оценка температуры T_i при кумуляции по скорости волны и с учётом нагрева в результате адиабатического поджатия плазменного столба даёт значение по порядку величины, совпадающее с T_i , определяемой при помощи анализатора.

Как и в предыдущем режиме, значительного повышения температуры при кумуляции волны на 2-ом полупериоде не наблюдается.

В режиме предельно малых концентраций ($n_i \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) обработка результатов, относящихся к первому полупериоду тока ударного контура, затруднена тем, что происходит эмиссия лишь

одиночных частиц. При кумуляции волны, формирующейся во втором полупериоде, зарегистрированы максимальные температуры $T = 600 - 1000$ эв (см. рис. 5). (Наблюдаемый на рисунке излом прямой может быть связан как с наличием в плазме двух областей с различными температурами ионов, так и с возможной систематической ошибкой в определении момента старта частиц разной энергии).

При этом наблюдается практическое равенство поперечной и продольной температур. В энергетическом спектре имеются ионы с энергией в ~ 10 раз превышающей $\frac{m_i \cdot U^2}{2}$, что говорит об интенсивной термализации в условиях сильной "бесстолкновительности".

Исследования ударных волн с большей скоростью распространения затруднены из-за аппаратного предела в регистрации высокоэнергетической части распределения (макс. $E \sim 10$ кэв) и ослабления сигнала.

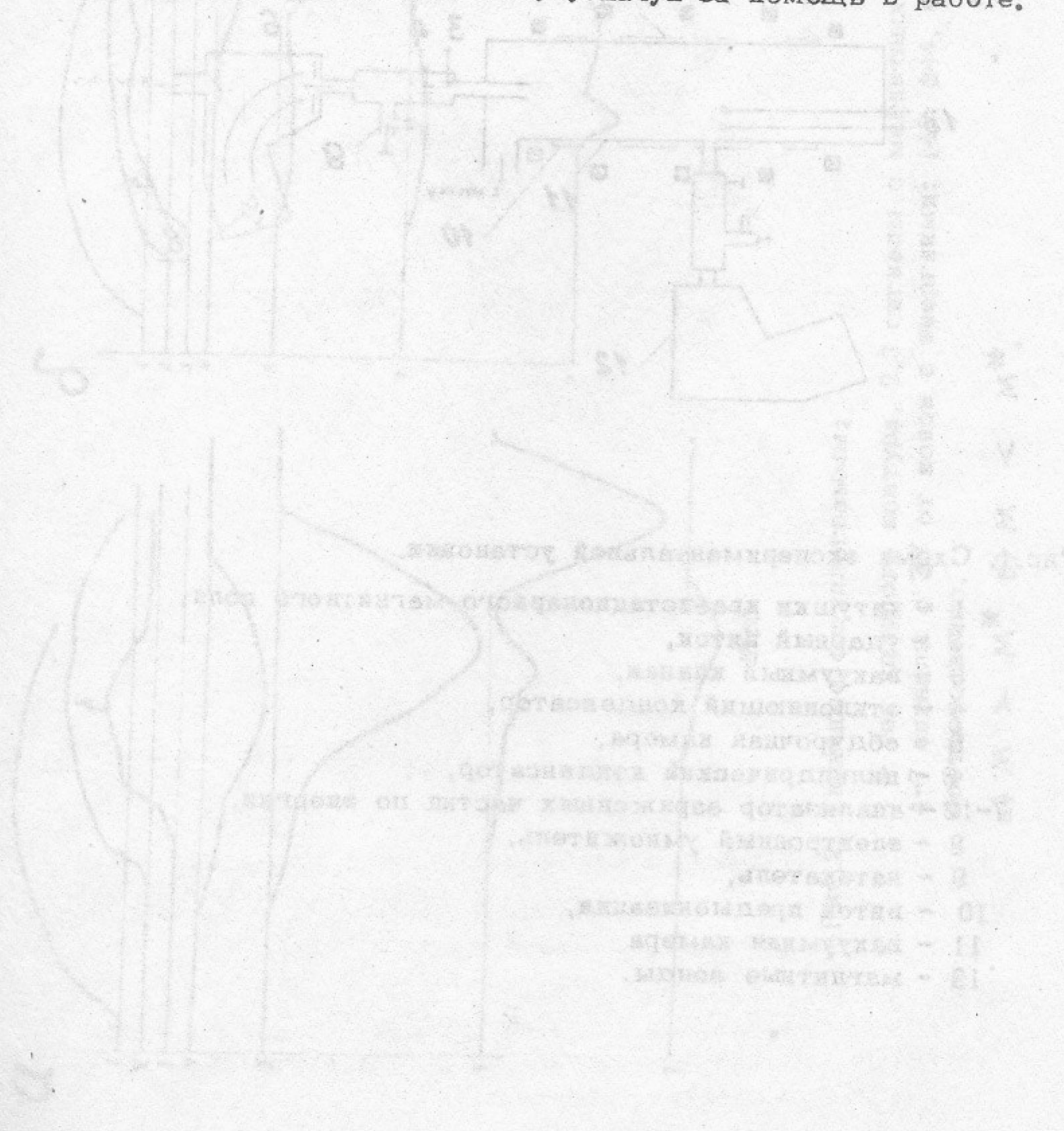
В ы в о д ы

Изложенные результаты дают возможность сделать следующие выводы:

1. При $M > M^*$ ионы эмитируются "назад" относительно направления распространения волны до её кумуляции, что может быть объяснено возникновением взаимопроникающих потоков ионов.
2. При $M < M^*$ старт частиц и хаотизация их скоростей наблюдаются после кумуляции волны на оси системы.
3. Относительная ширина энергетического спектра частиц, с максимальной энергией на порядок превышающей направленную энергию ионов в волне, указывают на достаточно эффективную хаотизацию скоростей ионов.
4. "Опрокидывание" волны усиливает хаотизацию ионов при её кумуляции.
5. Температура, найденная из энергетического спектра частиц, в общем согласуется с поступательной энергией ионов в волне.
6. В режиме малой концентрации (при $M < M^*$) при кумуляции волны также наблюдается достаточно сильная бесстолкновительная диссипация энергии волны и хаотизация ионных скоростей.

тей. Максимальная температура, наблюдаемая в водороде при
 $n_i \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ $T_i \sim 1 \text{ кэВ}$.

В заключение авторы благодарят Р.З.Сагдеева, по инициати-
ве которого была выполнена данная работа, В.И.Пильского за цен-
ные советы, А.Т.Алтынцева и А.С.Ткачук за помощь в работе.



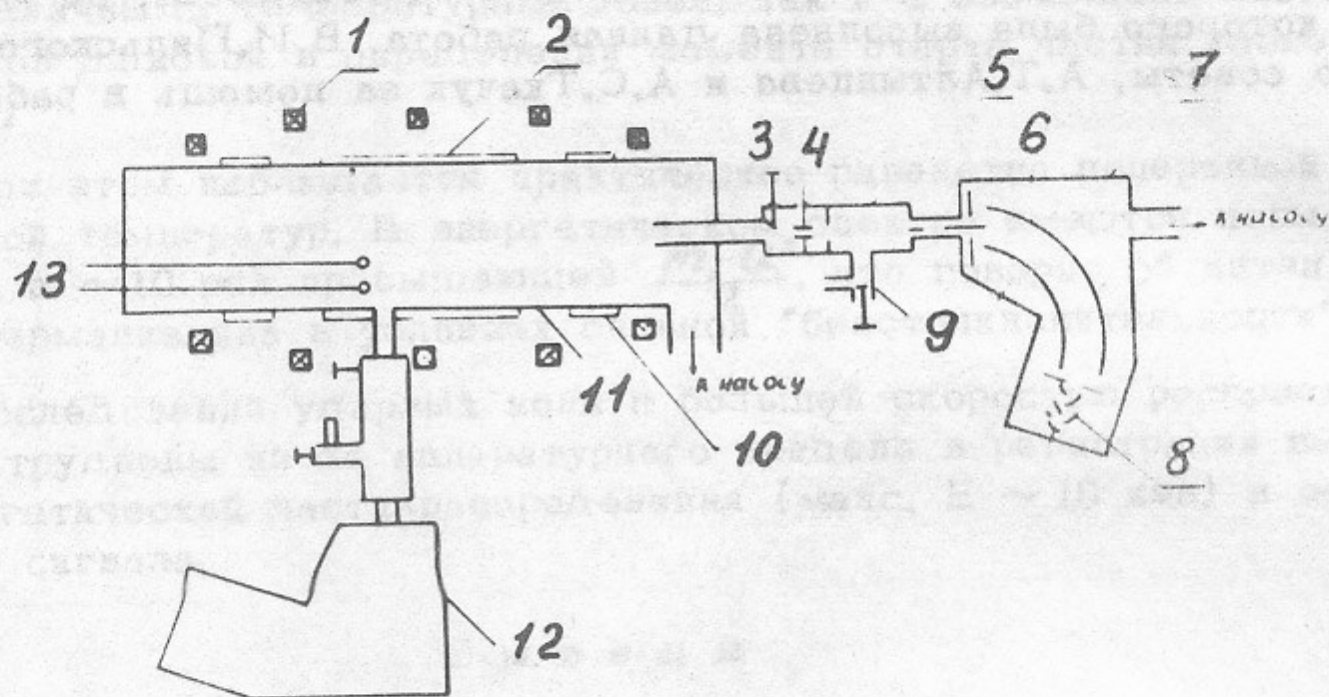


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

- 1 - катушки квазистационарного магнитного поля,
- 2 - ударный виток,
- 3 - вакуумный клапан,
- 4 - отклоняющий конденсатор,
- 5 - обдирочная камера,
- 6 - цилиндрический конденсатор,
- 7-12 - анализатор заряженных частиц по энергии,
- 8 - электронный умножитель,
- 9 - натекатель,
- 10 - виток предыонизации,
- 11 - вакуумная камера
- 13 - магнитные зонды.

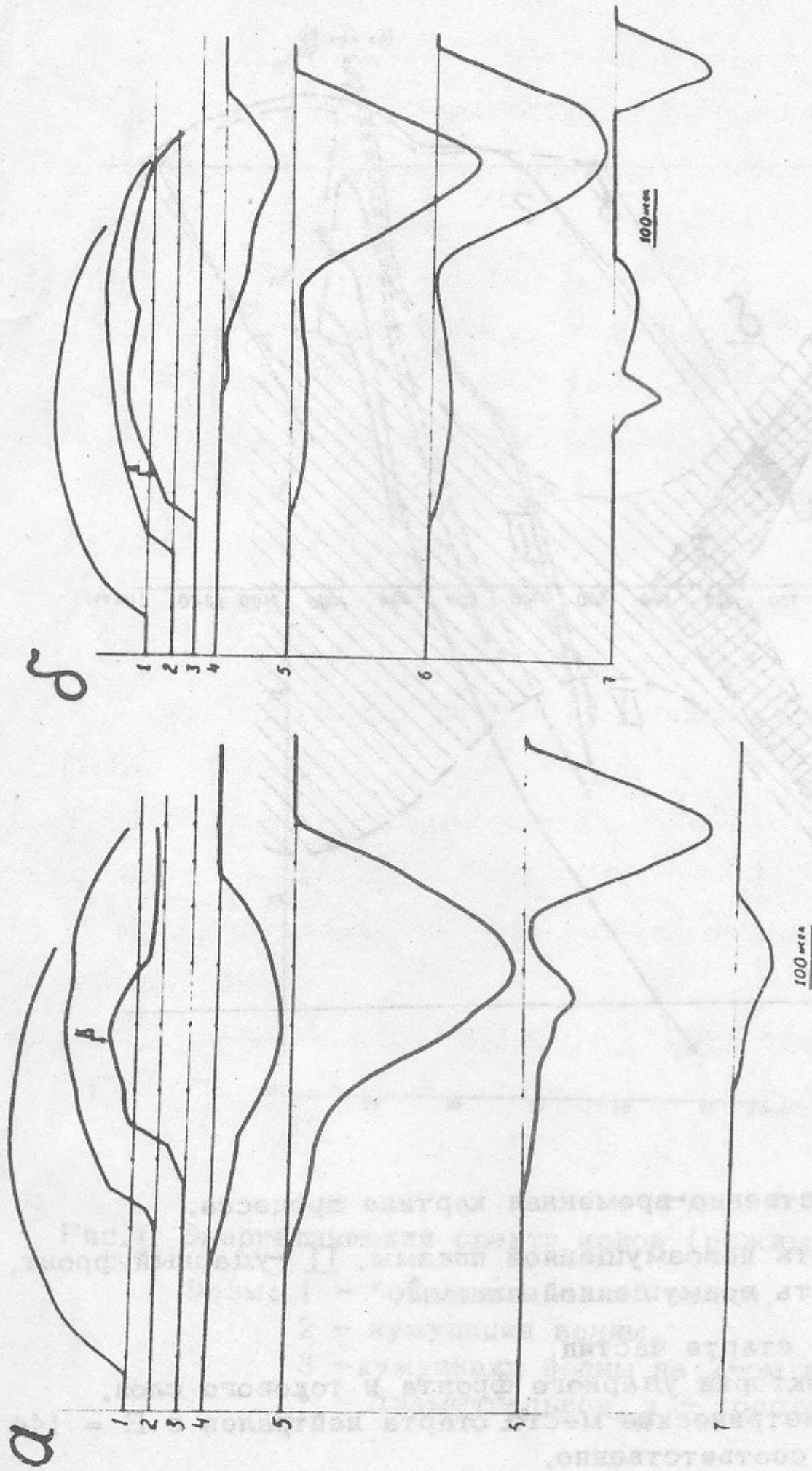


Рис.2. Типичные осциллограммы:

1 - ток ударного контура, 2,3 сигналы с магнитных зондов, 4-7 сигналы с ЗУ от ионов с энергиями: 142, 244, 474 и 948 эв, соответственно.

а) $M > M^*$, б) $M < M^*$.

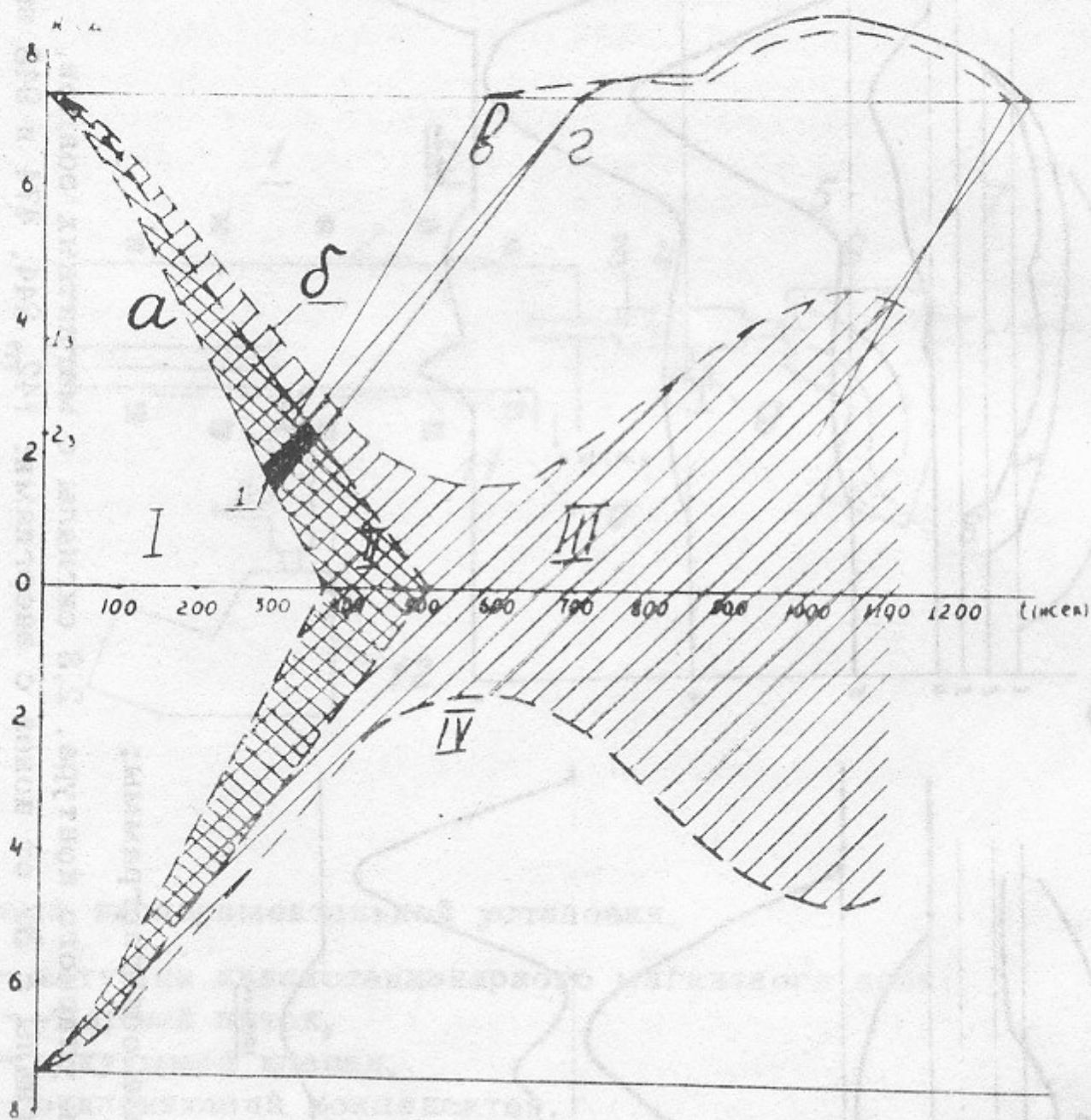


Рис.3. Пространственно-временная картина процесса.

I - область невозмущенной плазмы, II - ударный фронт, III - область возмущенной плазмы,

1 - место старта частиц,

а, б) - траектории ударного фронта и токового слоя,

а, г) - геометрические места старта нейтралов с $E = 144$ и 244 эв, соответственно.

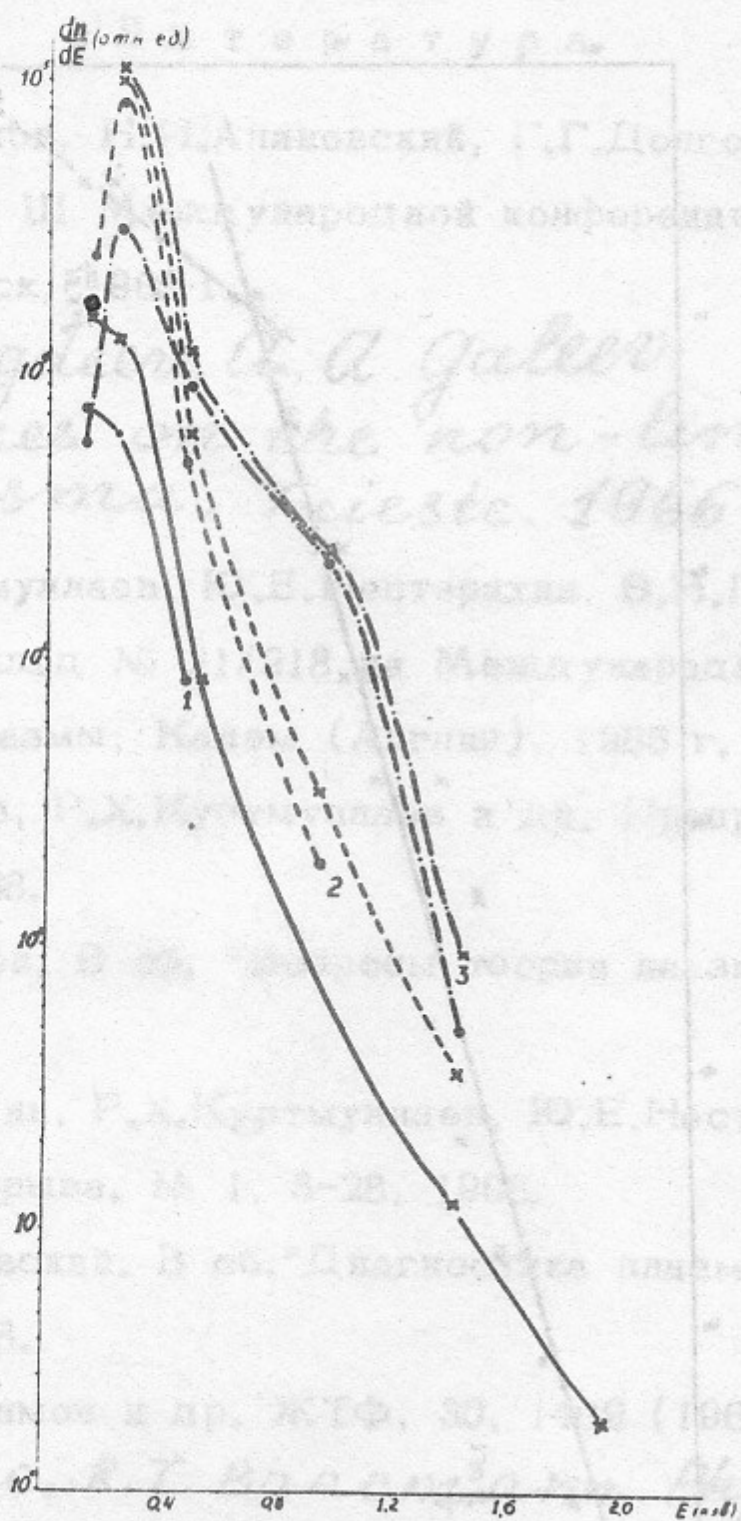


Рис.4. Энергетический спектр ионов (режим $M > M^*$).

- Фазы: 1 - "опрокидывания" волны,
- 2 - кумуляции волны,
- 3 - кумуляции волны на 2-ом полупериоде,
- - диаметральной, x - хордовые измерения.

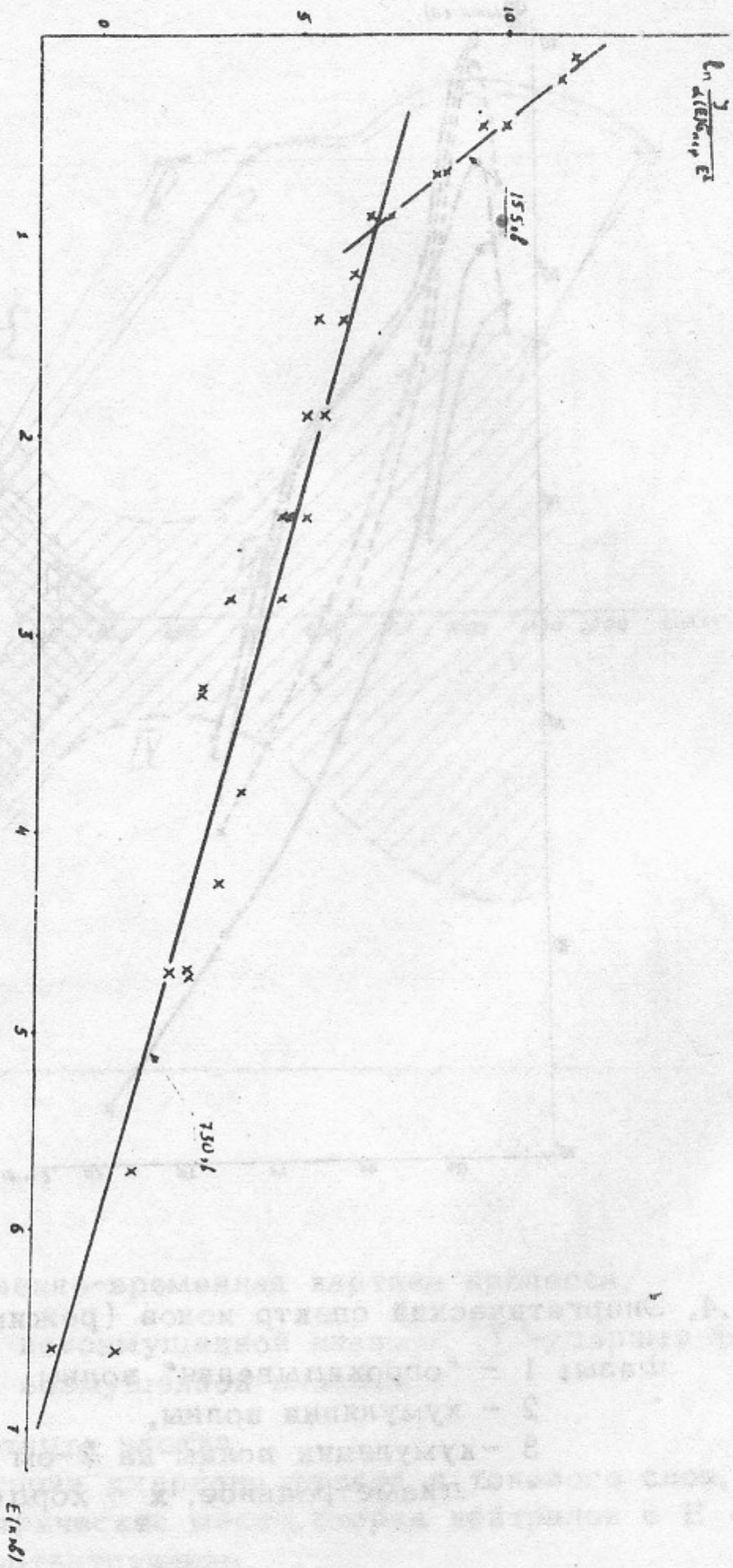


Рис. 5. Определение конной температуры (режим малых концентраций № 5 : 10 см⁻³).

Л и т е р а т у р а

1. С.Г.Алиханов, Н.И.Алиновский, Г.Г.Долгов-Савельев и др. Доклад на III Международной конференции по физике плазмы. Новосибирск, 1968 г.
2. R. Z. Sagdeev, A. A. Galeev. *Lectures on the non-linear theory of plasma. Trieste. 1966.*
3. Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев. Доклад № 21/218 на Международной конференции по физике плазмы, Калем (Англия), 1965 г.
4. А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1968.
5. Р.З.Сагдеев. В сб. "Вопросы теории плазмы", т.4. Атомиздат, 1964.
6. Ю.А.Березин, Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин. Физика горения и взрыва. № 1, 3-28, 1966.
7. Н.И.Алиновский. В сб. "Диагностика плазмы", вып.2, Госатомиздат, 1968.
8. В.В.Афросимов и др. ЖТФ, 30, 1469 (1960).
9. W. Z. Fite, R. T. Vlasov. *Phys. Rev.* 112, 1141 (1958).
10. Р.Х.Куртмуллаев и др. "Письма в ЖЭТФ", т.7, вып.2, 65-69. (1968).

1. С. Г. Аликис, Н. М. Алиновский, Г. Г. Дорос-Савельев и др. Доклад на III Международной конференции по физике плазмы. Новосибирск, 1968 г.

2. R. F. Sargent, G. A. Gabor. Lectures on the non-linear theory of plasmas. Trieste, 1966.

3. Р. Х. Куртмухамедов, Ю. Е. Нестеркин, В. М. Плясков, Р. З. Сат-баев. Доклад № 31/218 на Международной конференции по физике плазмы, Казань (Азия), 1968 г.

4. А. Г. Есенов, Р. Х. Куртмухамедов и др. Презентация ИЯФ СО АН СССР, 1968.

5. Р. З. Сатбаев, В. С. Борозом теория плазмы, т. 2. Атомиздат, 1968.

6. Ю. А. Баранов, Р. Х. Куртмухамедов, Ю. Е. Нестеркин. Физика горячей плазмы в вакууме, № 1, 3-28, 1968.

7. Н. М. Алиновский, В. С. Плясковская плазма, т. 2, Госатомиздат, 1968.

8. В. В. Апросов и др. ЖТФ, 30, 1968 (1960).

9. W. F. Fife, R. T. Glasstone. Phys. Rev. Lett., 1968.

Ответственный за выпуск Алиновский Н. И.

Подписано к печати 23.УШ.1968 г.

Усл. 1,3 печ.л., тираж 350 экз.

Заказ № 246. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв..