

19

3

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

И Я Ф 5 - 71

Н.И.Алиновский, А.Т.Алтынцев, Н.А.Кошилев

**ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА ИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ
ПЛАЗМЫ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ**

Новосибирск

1970

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА ИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Н.И.Алиновский, А.Т.Алтынец, Н.А.Кошилев

А Н Н О Т А Ц И Я

Методом пассивной корпускулярной диагностики получены энергетические спектры ионов в плазме, нагретой бесстолкновительной ударной волной.

Ионный нагрев в условиях, когда в плазме формируется аперриодический ударный фронт с резистивной диссипацией, проявляется в появлении небольшой группы ионов ($\sim 10\%$) со средней энергией порядка электронной температуры. Остальные ионы остаются холодными. Полученные результаты согласуются с теоретической моделью, объясняющей происхождение этой группы частиц линейным затуханием Ландау возбуждаемых в ударном фронте ионно-звуковых колебаний на резонансных ионах, находящихся в "хвосте" функции распределения. Основное энергосодержание плазмы определяется электронной компонентой.

В условиях, когда происходит "опрокидывание" фронта ударной волны, наблюдается преимущественный нагрев ионной компоненты плазмы, причем функция распределения ионов близка к изотропной максвелловской.

Используемые в настоящее время различные методы исследования микрофлуктуаций во фронте бесстолкновительной ударной волны (БУВ) в плазме дают непротиворечивые результаты, свидетельствующие о существовании надтепловых флуктуаций электромагнитного поля /1/ и плотности /2/, простирающихся в коротковолновую область вплоть до дебаевских длин. Полученные сведения о характерном масштабе, уровне и пороге возбуждения колебаний вместе с результатами макроизмерений /1,3/ (ширины ударного фронта Δ , электропроводности σ и т.д.) дают основание считать, что аномальная диссипация в БУВ связана с ионно-звуковой неустойчивостью. Однако этим еще не достигается полная ясность в понимании микропроцессов, протекающих во фронте. В частности, остается вопрос, с которым непосредственно связана оценка равновесного уровня шума в теории: каков физический механизм, ограничивающий рост неустойчивости? Сравнение результатов нелинейной теории слабой турбулентности /4/ с экспериментом показало, что, по-видимому, следует искать дополнительный механизм, с помощью которого можно снизить уровень насыщения ионно-звуковых колебаний. Такое стабилизирующее действие может оказать сток энергии ионно-звуковых шумов к резонансным ионам, находящимся в "хвосте" функции распределения. В этой модели, предложенной в /4/, отношение концентраций холодных и резонансных ионов

$$\frac{n_1}{n_2} \approx \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1a)$$

средняя энергия последних - порядка электронной температуры

$$\langle E_2 \rangle \approx T_e, \quad (16)$$

а ширина ударного фронта $\Delta' \approx \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{4}}$ (ω_0 - электронная ленгмювская частота).

Настоящая работа посвящена исследованию энергетического спектра ионов в плазме, нагреваемой поперечной ударной волной.

Оно приобретает особый интерес в связи с тем, что дает возможность экспериментально проверить количественные соотношения (1), и соответственно решить вопрос о корректности предложенной модели /4/. Кроме того, сведения об энергетическом спектре ионов интересны для понимания процессов в ударном потоке при переходе через так называемое критическое число Маха $M_{c2} = 4,5 \div 5,5$, поскольку в этом случае, согласно различным косвенным экспериментальным данным /3,5/, можно ожидать существенное изменение эффективности нагрева ионной компоненты плазмы в результате "опрокидывания" фронта ударной волны.

Энергетический спектр ионов находился по энергетическому распределению потока нейтральных атомов перезарядки, эмитируемых из области плазмы, подвергаемой ударному нагреву /6,7/. Применение этого метода к изучению БУВ оказывается особенно эффективным благодаря существованию плазменных потоков, скорость которых "сдвигает" энергетический спектр теплового движения ионов в область энергий > 100 эв, где используемая диагностическая аппаратура обладает достаточным уровнем чувствительности. Это дает возможность регистрировать частицы с энергией теплового движения в несколько электронвольт.

Экспериментальная установка

Опыты проводились на установке УН-4 /8/ (рис.1). Водородная плазма с плотностью $n_0 \sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³, помещенная в ди-

ж) Согласно /11/, при формировании бесстолкновительных ударных волн в плазме необходимо различать два критических числа Маха: $M_{c1} = 2,8 \div 3$ и $M_{c2} = 4,5 \div 5,5$. При $M < M_{c1}$ формируется ударный фронт с резистивной диссипацией, при $M_{c1} < M < M_{c2}$ - ударный фронт с изомагнитным скачком. При $M \sim M_{c2}$ происходит разрушение изомагнитного скачка, сопровождающееся образованием многоскоростного течения ^(плазмы), которое можно интерпретировать как "опрокидывание" ударной волны.

цилиндрическом объеме в квазистационарное магнитное поле

$H_0 \sim 10^2 - 10^3$ э, подвергалась быстрому сжатию переменным магнитным полем ($H_{\sim} \sim (2-3)10^3$ э, $T/4 \approx 0,5$ мксек). Возникающая при этом цилиндрическая ударная волна двигалась к оси системы и кумулировала. Диагностическая аппаратура состояла из обдирочной камеры (обдирка на водороде, $R \sim (4-5) \cdot 10^4$ мм.рт.ст) и дифференциального электростатического анализатора ионов по энергиям, выполненного на основе цилиндрического конденсатора. Регистрация ионов велась при помощи открытого электронного умножителя. Подробно диагностическая аппаратура и результаты её калибровки описаны в работе /7/.

Нейтральные частицы перезарядки выводились из плазменного объема по керамической трубке с внутренним диаметром 5 мм, установленной вдоль радиуса в центральном сечении ударного витка. Для того, чтобы исключить из рассмотрения кумулятивные эффекты, трубка выдвигалась за ось системы (расстояние входного отверстия до оси $Z_1 = 22$ мм). Определение основных параметров ударной волны (скорость u , относительная амплитуда $h = \frac{(H_0 + H_{\sim})}{H_0}$, профиль электрического и магнитного полей) производилось с помощью зондовых датчиков /1,3/, размещенных последовательно вдоль радиуса ($Z_1 = 22$ мм, $Z_2 = 32$ мм). Отметим, что размещение трубки в плазменном объеме не искажало профиля электрического и магнитного полей во фронте ударной волны. На рис.2 показаны типичные осциллограммы сигналов с магнитного и электрического зондов и выхода электронного умножителя.

Экспериментальные результаты

Методика определения энергетического спектра ионов в условиях БУВ подробно изложена в работах /7,9,10/. Отметим лишь одну, наиболее существенную деталь. Анализ формы и длительности сигналов с выхода электронного умножителя /9/ показал, что энергетическое разрешение анализатора ($\frac{\Delta E}{E} = 3\%$) при танном пролетном расстоянии ($l \approx 10^2$ см) оказывается недостаточным для того, чтобы в этих сигналах выделить ту часть, которая бы соответствовала регистрации нейтральных частиц, эмитируемых из уча-

стка плазмы, находящегося у входного отверстия трубки (для которого известны из зондовых измерений параметры ударной волны). Таким образом, получаемые энергетические спектры ионов будут усредненными по всем состояниям ударной волны, которые она приобретает на своем пути от периферии плазменного объема до входа в трубку. Заметим, что на этом пути скорость ударной волны, а следовательно, и скорость направленного движения ионов

$v_H = U \left(1 - \frac{1}{h}\right)$ (3) непрерывно растут, достигая максимальных значений у входа трубки. Естественно ожидать, что в регистрируемых энергетических спектрах при $E \gtrsim E_{H \max} = \frac{m}{2} v_{H \max}^2$ должен наблюдаться заметный спад значений $\frac{dn}{dE}(E)$, поскольку он будет определяться энергетическим распределением теплового движения ионов.

Как видно из рис.3, на котором показан типичный энергетический спектр ионов для случая $M < M_{c1}$, быстроспадающая часть спектра отчетливо выражена. Отметим при этом, что максимальное значение энергии направленного движения ионов

$E_{H \max} \simeq 420$ эв, найденное по данным зондовых измерений, практически совпадает со значением $E = 410$ эв, с которого начинается спад в спектре.

Быстрота спада, как легко понять, несет информацию о температуре ионов T_i . Для её определения необходимо знать аппроксимирующую рассматриваемый участок спектра функцию. Как видно из рис.3, достаточно удовлетворительной для этого является изотропная максвелловская функция, "движущаяся" со скоростью

$$v_{H \max} \sim \sqrt{E_{H \max}} \quad (9) \text{ в направлении наблюдения:}$$

$$\frac{dn}{dE} \sim \sqrt{E} \exp\left[-\frac{(\sqrt{E} - \sqrt{E_{H \max}})^2}{T_i}\right] \quad (2)$$

Чтобы оценить: в какой мере рассматриваемый способ определения T_i чувствителен к изменению параметров волны в области усреднения, нами рассмотрена (в качестве примера) аппроксимация сле-

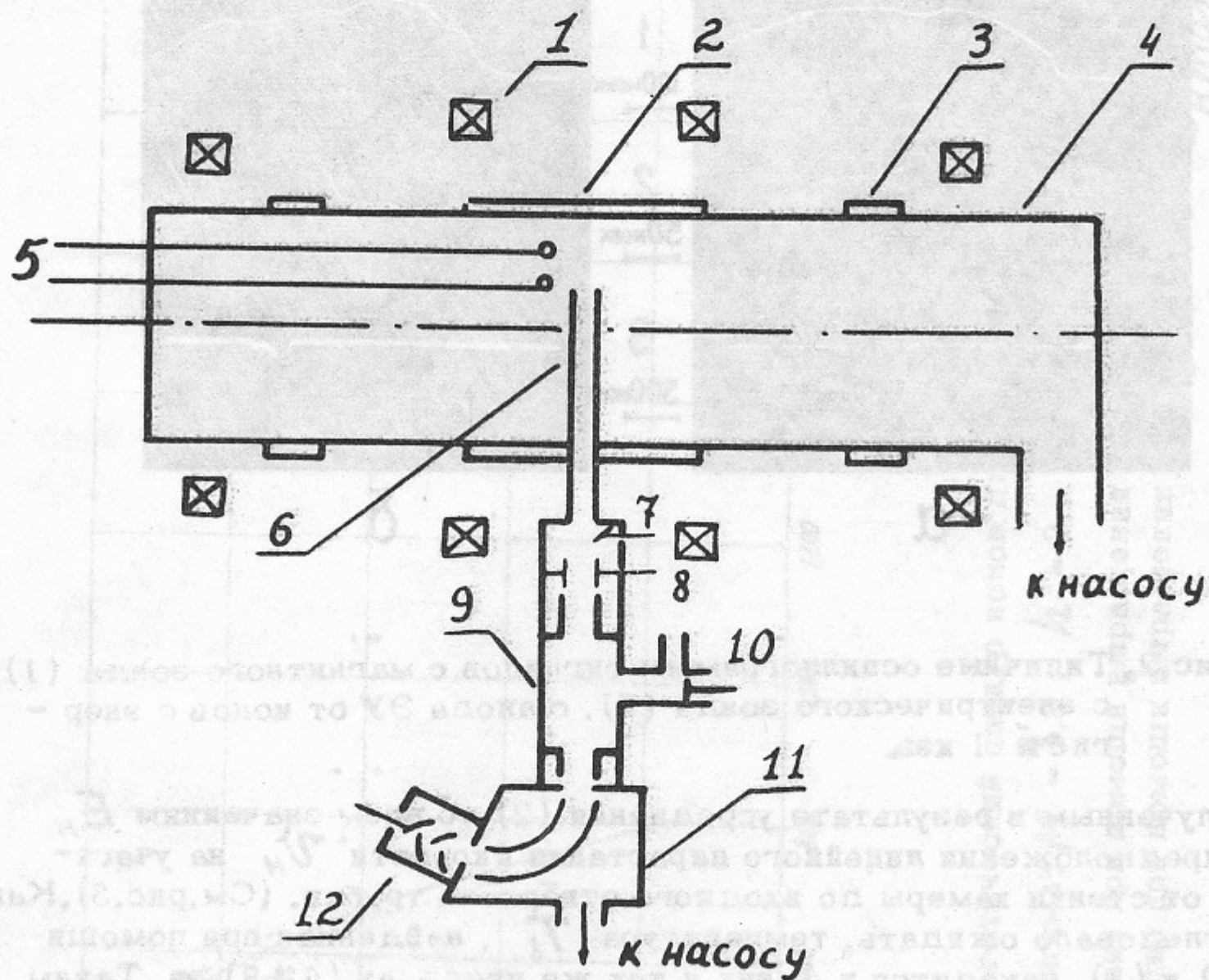


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1-пробкотрон, 2-ударный виток, 3-виток предыонизации, 4-вакуумная камера, 5-магнитные зонды, 6-керамическая трубка, 7-вакуумный клапан, 8-отклоняющий конденсатор, 9-обдирочная камера, 10-игольчатый натекатель, 11-анализатор ионов по энергии, 12-электронный умножитель.

дующим выражением:

$$\left\langle \frac{dn}{dE} \right\rangle \sim \sqrt{E} \left[e \gamma f \left(-\frac{\sqrt{E}}{\sqrt{T_i}} \right) - e \gamma f \left(-\frac{\sqrt{E} - \sqrt{E_{н\max}}}{\sqrt{T_i}} \right) \right], \quad (3)$$

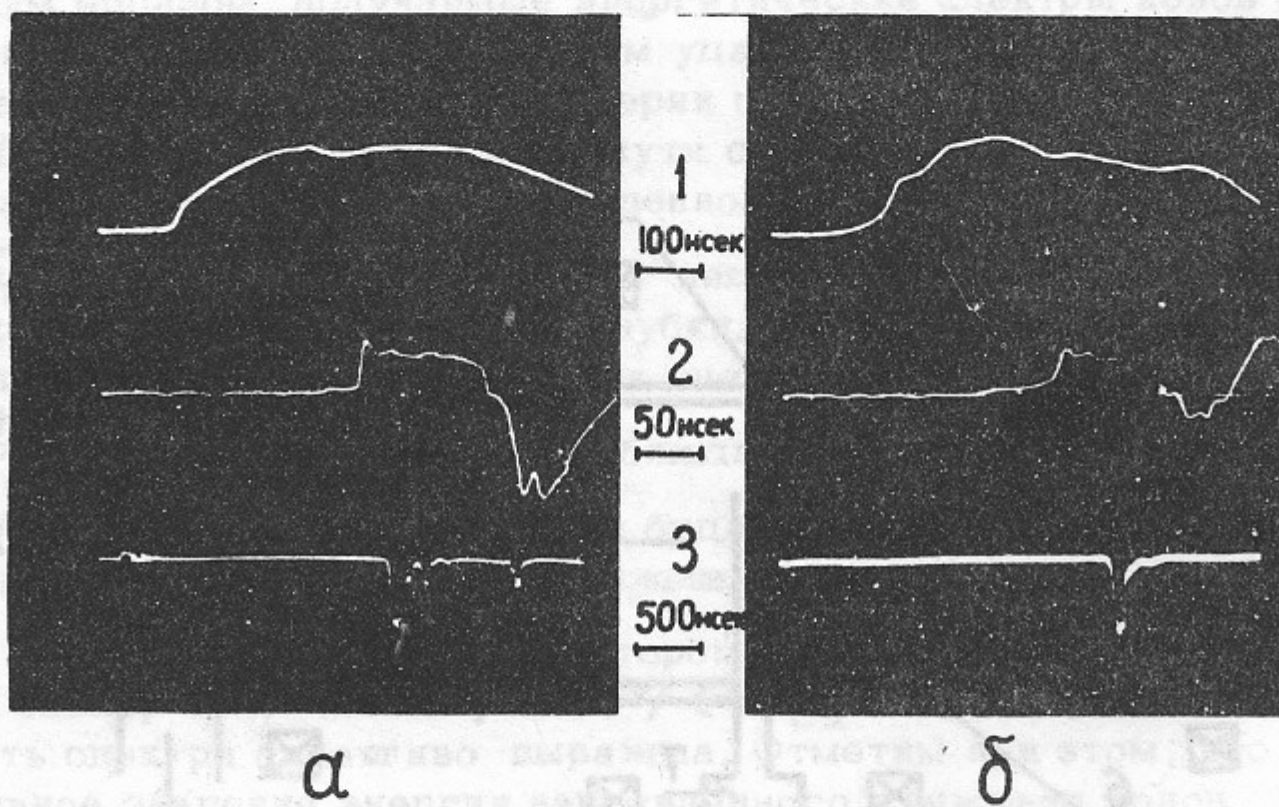


Рис. 2. Типичные осциллограммы сигналов с магнитного зонда (1), с электрического зонда (2), с анода ЭУ от ионов с энергией 1 кэВ.

полученным в результате усреднения (2) по всем значениям E_H в предположении линейного нарастания скорости v_H на участке от стенки камеры до входного отверстия трубки. (См. рис. 3). Как и следовало ожидать, температура T_i , найденная при помощи (2) и (3), находится в одних и тех же пределах (4-8) эв. Таким образом, можно прийти к выводу, что закон изменения E_H на участке распространения волны не оказывает существенного влияния на величину определяемой по спаду спектра T_i .

Если учесть адиабатическое сжатие плазмы в ударном фронте, то полученным значениям T_i соответствует температура ионов в предварительной плазме $T_{i0} = (2-4)$ эв. При этом отметим, что распределение ионов в ней можно считать равновесным - как показывает оценка, времени между включениями цепи предыонизации и ударного витка (~ 30 мксек) достаточно для его установления.

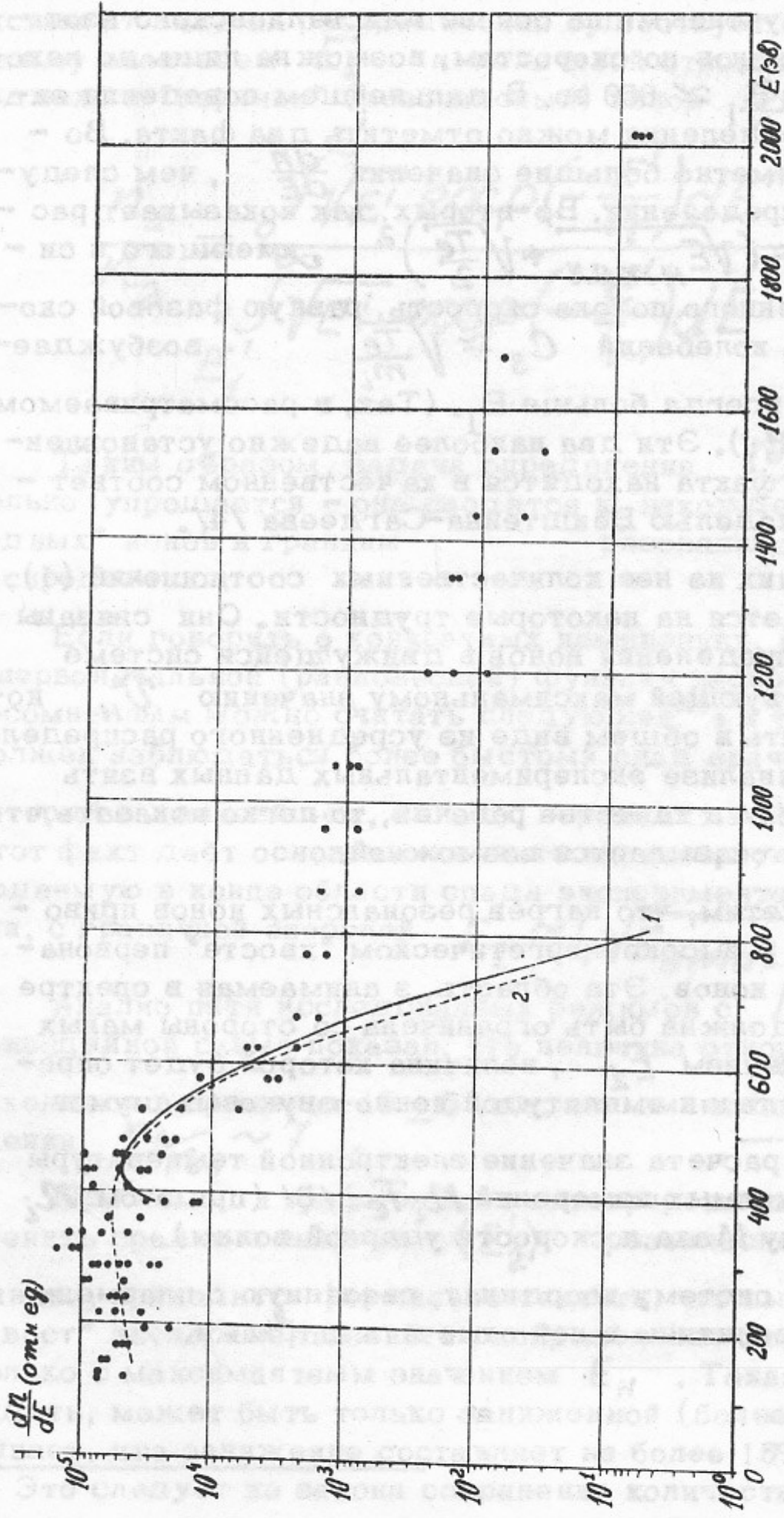


Рис. 3. Типичный энергетический спектр ионов для случая $M < M_{с1}$.

Параметры режима: $M = 1,8$; $h = 2$; $N_i = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_0 = 520 \text{ э}$.

1 - аппроксимация при помощи выражения (2), $T_i = 6 \text{ эВ}$, $E_{Hmax} = 408 \text{ эВ}$;

2 - аппроксимация при помощи выражения (3), $T_i = 7,5 \text{ эВ}$, $E_{Hmax} = 480 \text{ эВ}$.

Из рис. 3 видно, что аппроксимация экспериментального распределения функциями, полученными на основе максвелловского изотропного распределения ионов по скоростям, возможна лишь до некоторого значения энергии $E_1 \approx 650$ эв. В дальнейшем поведении экспериментального распределения можно отметить два факта. Во-первых, наблюдаются заметно большие значения $\frac{dn}{dE}$, чем следует из равновесного распределения. Во-вторых, как показывает расчет, энергия иона $E_p = \left(\sqrt{E_{Hmax}} + \sqrt{\frac{T_e}{2}} \right)^2$, имеющего в системе координат плазменного потока скорость, равную фазовой скорости $v_{\text{ионно-звуковых колебаний}} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$, возбуждаемых в ударном фронте, всегда больше E_1 . (Так, в рассматриваемом случае $E_p \approx 10^3$ эв $> E_1$). Эти два наиболее надежно установленных экспериментальных факта находятся в качественном соответствии с теоретической моделью Векштейна-Сагдеева /4/.

Проверка следующих из нее количественных соотношений (1), к сожалению, наталкивается на некоторые трудности. Они связаны с тем, что функцию распределения ионов в движущейся системе координат (x, t) , соответствующей максимальному значению v_H ионов, невозможно получить в общем виде из усредненного распределения. Однако, если при анализе экспериментальных данных взять предложенную модель /4/ в качестве рабочей, то легко показать, что оценка соотношений (1) оказывается возможной.

Прежде всего отметим, что нагрев резонансных ионов приводит к изменениям лишь в высокоэнергетическом "хвосте" первоначального распределения ионов. Эта область, занимаемая в спектре резонансными ионами, должна быть ограничена со стороны малых энергий некоторым значением E'_1 , величина которой будет определяться как спектром, так и амплитудой ионно-звуковых шумов.

ж) Необходимое для её расчета значение электронной температуры находилось из независимых измерений $n_i T_e$ /5/ (при этом n_i определялось по числу Маха и скорости ударной волны).

хх) Так будем называть систему координат, связанную с плазменным потоком, а все величины в ней отмечать штрихами.

Если все ионы с $E' > E_1'$ отнести к резонансным, то независимо от вида их распределения существует однозначная связь между значением E_1' и величиной отношения плотности "холодных" и "горячих" (резонансных) ионов $\frac{n_1}{n_2}$:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\int_0^{E_1'} \sqrt{E'} \exp\left(-\frac{E'}{T_i}\right) dE'}{\int_{E_1'}^{\infty} \sqrt{E'} \exp\left(-\frac{E'}{T_i}\right) dE'} \quad (4)$$

Таким образом, задача определения $\frac{n_1}{n_2}$ значительно упрощается - она сводится к нахождению температуры "холодных" ионов и границы резонансной области E_1' в их распределении.

Если говорить о конкретных изменениях, которые происходят в первоначальной (равновесной) функции распределения ионов, то несомненным можно считать следующее^{*)}; в точке $E_1' = E_1'$ должен наблюдаться более быстрый спад значений $\frac{dn}{dE'}$, который в дальнейшем, однако, переходит в более пологий участок. Этот факт даёт основание связать характерную точку перегиба, наблюдаемую в конце области спада экспериментального распределения, с граничной энергией $E_1 \approx (\sqrt{E_{Hmax}} + \sqrt{E_1'})^2$.

Анализ пяти исследованных режимов с $M < M_{c1}$ по приведенной схеме показал, что величина отношения $\frac{n_1}{n_2}$ находится в пределах 10 ± 5 (т.е. она имеет порядок теоретической оценки $\frac{n_1}{n_2} \sim 7$).

При помощи графического интегрирования можно приблизительно оценить среднюю энергию $\langle E_2' \rangle$ резонансных ионов. При этом, однако, приходится формально считать, что высокоэнергетический "хвост" экспериментального распределения формируется ионами только с максимальным значением E_H . Такая оценка, как легко видеть, может быть только заниженной (более точный расчет показывает, что занижение составляет не более 15%). Полученные ^{таким} способом *) Это следует из закона сохранения количества частиц.

большим значения $\langle E_2' \rangle$ имеют один порядок величины с электронной температурой плазмы. Так, в рассматриваемом случае

$$\langle E_2' \rangle \approx 120 \text{ эв, а } T_e \approx 240 \text{ эв.}$$

Таким образом, можно сделать общий вывод, что полученные экспериментальные результаты находятся в качественном и удовлетворительном количественном соответствии с выводами теории /4/.

Отметим, что несмотря на малую относительную концентрацию резонансных ионов, основная доля энергии ионной компоненты заключена в них. Так, в рассматриваемом случае отношение энергосодержаний резонансных и холодных ионов составляет ~ 4 . При этом средняя энергия ионов плазмы (приходящаяся на одну степень свободы) — порядка 15 эв. Сравнение энергосодержаний ионной и электронной компонент плазмы говорит о том, что в режимах с

$M < M_{c1}$, идет преимущественный нагрев электронов, что соответствует экспериментальным данным, полученным независимым методом в работе /5/. Так, в рассматриваемом случае

$$\frac{n T_e}{2n \langle E \rangle} \approx 10.$$

Перейдем к рассмотрению экспериментальных результатов, относящихся к БУВ с $M \gtrsim M_{c2}$. Типичное распределение

для этого случая показано на рис.4. Основное различие с рассмотренным выше графиком для $M < M_{c1}$ заключается в том,

что ход экспериментальных точек почти во всем диапазоне исследуемых энергий достаточно хорошо описывается изотропным максвелловским распределением ионов во фронте волны, движущимся с постоянной скоростью v_H ($T_i = 130$ эв в условиях рис.4). Некоторое отклонение экспериментальных точек от этой кривой в области

$E \approx E_H$ можно объяснить, если в аппроксимирующее выражение добавить член, соответствующий ионам с $T_i \approx 12$ эв и концентрацией на порядок меньше концентрации "горячих" ионов. Возможными причинами отмеченного отклонения могут быть, например, незначительный адиабатический нагрев ионов в "докритическом" состоянии потока или их неполная термализация в "закритическом" состоянии.

Энергосодержание ионной компоненты в условиях $M > M_{c2}$ значительно превышает энергосодержание электронной компоненты (в условиях рис.4 $\frac{nT_i}{nT_e} \approx 3$), что согласуется с косвенными измерениями /5/.

В заключение рассмотрим вопрос о влиянии ионного давления за фронтом волны на движение ионов.

Изменение направленной энергии иона, проходящего через фронт, дается следующим выражением /3/:

$$\frac{m_i u^2}{2} - \frac{m_i v_i^2}{2} = e\varphi + \frac{\Delta(nT_i)}{n}, \quad (5)$$

где φ - скачок потенциала во фронте, v_i - скорость иона за фронтом в системе координат, связанной с волной, $\frac{\Delta(nT_i)}{n}$ - приращение тепловой энергии ионов.

Проведенные ранее эксперименты /3/ показали, что величина $\frac{e\varphi}{\frac{m_i}{2}(u^2 - v_i^2)}$ близка к единице для $M < M_{c1}$. При $M \approx M_{c1}$ она падает и становится порядка 1/2 при больших числах Маха, что говорит о существенном влиянии на движение иона ионного давления за фронтом волны. Совместное применение в настоящей работе корпускулярной и зондовой методик, обеспечивающее определение всех необходимых параметров, дало возможность проверить соотношение слагаемых в (5). Как видно из таблицы 1, член $\frac{\Delta(nT_i)}{n}$, соответствующий ионному давлению за фронтом волны, при $M < M_{c1}$ мал по сравнению с $e\varphi$, в то время как при $M \approx M_{c2}$ он - порядка $e\varphi$. Таким образом, подтверждается вывод, сделанный в /3/ из косвенных измерений, о существенном влиянии ионного давления за фронтом волны при $M \approx M_{c2}$ на движение ионов через фронт.

Таблица 1.

M	$\frac{m_i}{2}(u^2 - v_i^2)$ (эВ)	$e\varphi$ (эВ)	$\frac{\Delta(nT_i)}{n}$ (эВ)
$M < M_{c1}$ 1,5	500 ± 100	320 ± 80	20 ± 5
$M \gtrsim M_{c2}$ 4,5	300 ± 100	180 ± 40	130 ± 20

В ы в о д ы

Проведенные измерения дают возможность сделать следующие выводы:

а) Случай $M < M_{c1}$:

- 1) Обнаружена группа резонансных ионов с относительной концентрацией $\sim 10\%$ и средней энергией порядка электронной температуры, что удовлетворительно согласуется с теоретической моделью, предложенной в [4] для этого случая.
- 2) Наблюдается преимущественный нагрев электронной компоненты плазмы.
- 3) Незначительный ионный нагрев не оказывает заметного влияния на движение ионов через фронт ударной волны.

б) Случай $M \approx M_{c2}$.

- 1) Наблюдается нагрев и максвеллизация основной массы ионов.
- 2) Идет преимущественный нагрев ионной компоненты плазмы.
- 3) Ионное давление за фронтом ударной волны оказывает существенное влияние на движение ионов через фронт.

В заключение авторы благодарят Р.З.Сагдеева, Р.Х.Куртмуллаева, Д.Д.Рютова и Г.Е.Векштейна за обсуждение результатов и помощь в работе. О.Парфенова за помощь в проведении эксперимента.

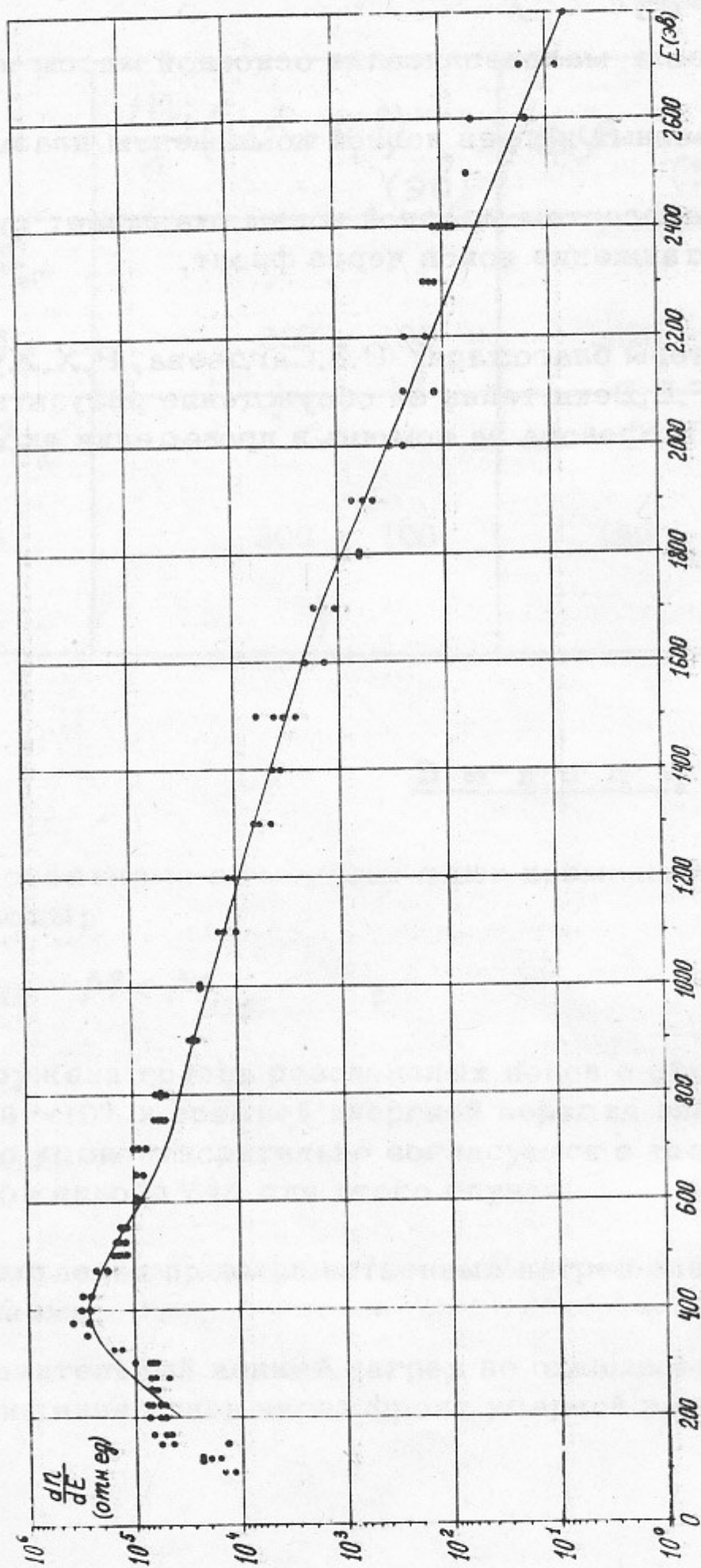


Рис.4. Типичный энергетический спектр ионов для случая $M \approx M_{c2}$

Параметры режима: $M = 4.5$; $h = 5.4$; $n_i = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^3$, $N_0 = 280 \text{ э}$.

Сплошная линия - расчётная кривая. $T_1 = 12 \text{ эВ}$. $T_2 = 130 \text{ эВ}$, $E_{\text{нmax}} = 380 \text{ эВ}$.

$$n_2/n_1 \approx 8$$

Л и т е р а т у р а

1. С.Г.Алиханов, Н.И.Алиновский, Г.Г.Долгов-Савельев, В.Г.Еселевич, Р.Х.Куртмуллаев, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев, В.Н.Семенов. *Плазма Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Conference Proceeding. Novosibirsk, 1-7 August 1968, vol. 1, p. 47.*
2. J. W. M. Paul, C. C. Daughney, Z. S. Holmes. *Nature*, 223, 822, 1969.
3. А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин, В.И.Пильский, В.Н.Семенов. *ЖЭТФ*, 56, 1480, 1969.
4. Г.Е.Векштейн, Р.З.Сагдеев. *ЖЭТФ*, письма, 11, 297, 1970.
5. Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.И.Семенов. *ЖТФ*, 40, 1044, 1970.
6. В.В.Афросимов, И.П.Гладковский, Ю.С.Гордеев, И.Ф.Калинкевич, Н.В.Федоренко, *ЖТФ*, 30, 1456, 1960.
7. Н.И.Алиновский, А.Т.Алтынцев, Н.А.Кошилев, *ПМТФ*, № 3. 132, 1970.
8. Ю.А.Березин, Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин. *Физика горения и взрыва*, 1, 1966.
9. Н.И.Алиновский, А.Т.Алтынцев, Н.А.Кошилев. Доклад на III Всесоюзной конференции по диагностике плазмы. Сухуми, 1970, (в печати).

10. Н.И.Алиновский, В.Г.Еселевич, Н.А.Кошилев, Р.Х.Куртмуллаев. ЖЭТФ, 57, 705, 1969.

11. В.Г.Еселевич, А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин, препринт № 80-70, ИЯФ СО АН СССР; ЖЭТФ (в печати).

10. Н.И. Алиновский, В.Г. Боселевич, Н.А. Кошилов, Р.Х. Куртыгуллаев, ЖЭТФ, 57, 705, 1980г.

11. В.Г. Боселевич, А.Г. Бослов, Р.Х. Куртыгуллаев, А.И. Малик гад, препринт № 80-70, ИЯФ СО АН СССР, ЖЭТФ (в печати).

Ответственный за выпуск Н.И. Алиновский

Подписано к печати 18 ноября 1970 г.

Усл. 1,0 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.

Заказ № 5 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР, гв.