

8

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

препринт 286

А.Н.Бабенко, Э.П.Кругляков,
Р.Х.Куртмуллаев, А.Н.Папырин

**ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА ПЛАЗМОЙ
ЗА ФРОНТОМ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
УДАРНОЙ ВОЛНЫ**

НОВОСИБИРСК

1969

А.Н.Бабенко, Э.П.Кругляков,

Р.Х.Куртмуллаев, А.Н.Папырин

ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА
ПЛАЗМОЙ ЗА ФРОНТОМ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А Н Н О Т А Ц И Я

Электронная температура (T_e) за фронтом бесстолкновительной ударной волны измеряется при помощи томсоновского рассеяния света рубинового лазера.

Результаты сравниваются с T_e измеренной при помощи магнитного зонда и полученной численным расчетом.

Экспериментальные измерения T_e , полученные обоими методами совпадают с точностью 20%.

При $H > H_{кр}$ измеренная электронная температура в несколько раз меньше величины, полученной численным расчётом в предположении, что диссипация энергии волны происходит только в результате джоулева нагрева электронов.

Предполагается, что в реальном эксперименте имеет место существенный нагрев ионов.

The electron temperature (T_e) behind the collisionless shock wave front was measured by the Thomson scattering of ruby laser light.

The result is compared with T_e measurements with the help of diamagnetic probes and computer calculations.

Experimental measurements of T_e made with the above mentioned two methods coincide to within 20%.

When $H > H_{\text{critical}}$ the measured electron temperature is several times less than the numerical calculation gives it if one supposes that energy dissipation of waves takes place as a result of electron joule heating only.

Considerable ion heating is supposed to take place in real experiment.

Регистрация света, рассеянного плазмой, с применением оптических квантовых генераторов в качестве источников излучения, по-существу, единственный метод, позволяющий определять локальные значения температуры и плотности плазмы, не возмущая её, что стимулирует в настоящее время постановку все большего числа таких экспериментов.

Одна из интересных областей приложения такого метода - ударные волны в разреженной плазме, сопровождающиеся быстрыми скачками параметров среды и эффективным нагревом плазмы /1,2/. Принципиальный интерес при этом представляет вопрос, какая из компонент плазмы - ионная или электронная - испытывает преимущественный нагрев, поскольку характер нагрева тесно связан с природой микропроцессов внутри ударного перехода и макроструктурой фронта /3/. Измерения с помощью магнитных зондов, основанные на диамагнетизме электронов плазмы /4/, показали, что существует критическое значение амплитуды волны $H_{\text{кр}}$, ниже которой ($H < H_{\text{кр}}$) в волне преимущественно греются электроны, а с превышением критической амплитуды ($H > H_{\text{кр}}$) доля электронного давления в полном давлении плазмы быстро падает, что естественно объяснить ростом ионного нагрева.

Было чрезвычайно важно показать независимым методом, что результаты в закритической области ($H > H_{\text{кр}}$) не связаны с возмущающим действием зондов или ограничениями методики. С этой целью и был проведен данный эксперимент.

Известно /5/, что характер спектра рассеянного сигнала зависит от параметра \mathcal{L} , определяющего соотношение между длиной волны зондирующего излучения λ , дебаевским радиусом z_D и углом рассеяния θ :

$$\mathcal{L} = \frac{4\pi z_D \sin \theta/2}{\lambda} \quad (1)$$

Из соотношения (1) видно, что в области малых концентраций и больших температур довольно трудно реализовать условия коллективного рассеяния $\mathcal{L} > 1$.

Предыдущие опыты по исследованию электронного нагрева за фронтом бесстолкновительной ударной волны зондовым методом /4/, показали, что при концентрациях плазмы $n \gg 10^{14} \frac{1}{\text{см}^3}$

температура электронов не превышала 100 эв, так что при выбранном в нашем эксперименте угле наблюдения $\Theta = 90^\circ$ осуществлялся случай $\lambda \ll 1$ т.е. томсоновское рассеяние на свободных электронах.

Для этих условий мощность рассеянного излучения падающего на щель спектрального прибора, определяется выражением:

$$W = \frac{1}{4\pi} W n_e \sigma_0 L \Omega \quad (2)$$

Здесь W - мощность лазерного излучения,

n_e - концентрация электронов,

$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2$ - полное томсоновское сечение рассеяния излучения на свободном электроне,

L - продольный размер рассеивающего объема,

Ω - телесный угол, в котором регистрируется излучение,

Если рассеяние происходит на свободных электронах ($\lambda \ll 1$) при максвелловском распределении по скоростям, профиль линии рассеяния имеет гауссовскую форму с полушириной

$$\Delta \lambda = 4 \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda^2}{c} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (3)$$

При $\Theta = 90^\circ$, $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ последнее соотношение принимает вид:

$$\Delta \lambda = 32,4 \sqrt{T_e} \quad (4)$$

Основные эксперименты проводились на установке УН-4/2, 3,4/. Предварительная плазма плотностью $n_e \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и начальной температурой $1 \div 5$ эв создавалась в цилиндрическом объеме 4 (см.рис. 1) (стеклянная труба радиусом $R = 8 \text{ см}$), установленном в квазистационарном магнитном поле $H_0 = 400$ э.

Ударная волна возбуждалась "магнитным поршнем" ($H_{\sim} = 2,5 \text{ кэ}$) при протекании быстронарастающего тока через виток 5. Скачок магнитного поля в волне измерялся с помощью магнитного зонда, размещенного в среднем сечении ударного витка при $z = \frac{R}{2}$. Максимальное значение поля $H = H_0 + H_{\sim}$ в волне в этих опытах

превышало критическое значение $H_{\text{кр}} = 3,5 H_0$.

Лазерная система состояла из задающего генератора на рубине 1 (диаметр $d = 11 \text{ мм}$, длина $l = 120 \text{ мм}$), управляемого четвертьволновой ячейкой Керра на нитробензоле, и усилительного каскада 2, активным элементом которого является рубин с сапфировыми торцами, обработанными под углом Брюстера ($d = 18 \text{ мм}$, длина активной части $l = 240 \text{ мм}$). Световая накачка осуществлялась импульсными ксеноновыми лампами ИФП-2000 в генераторе и ИФП-5000 в усилителе, которые помещались в двухэллиптические отражатели. Охлаждение водяное, энергия и длительность гигантского импульса составляли соответственно $Q = 1-4 \text{ дж}$, $\tau = 10-15 \text{ нсек}$.

Свет от лазера фокусировался при помощи линзы 3 ($f = 1,5 \text{ м}$) через входное стеклянное окно (установленное под углом Брюстера) и систему входных диафрагм. Прямой свет после прохождения рассеивающего объема 4 и системы выходных диафрагм выводился через стеклянное окно, также установленное под углом Брюстера. Вышедший из объема, а также отраженный от выходного окна свет поглощались ловушками 6.

Рассеянный плазмой плоско поляризованный свет вместе с собственным излучением плазмы выводился через стеклянное окно в ударном витке и собирался при помощи линзы 7 на диафрагме, ограничивающей излучающий объем плазмы и расположенной на входной плоскости волоконного светопровода 8, который передавал изображение на входную щель (ширина $0,5 \text{ мм}$) дифракционного монохроматора МДР-2 (9) с линейной дисперсией

$40 \frac{\text{А}}{\text{мм}}$ и геометрической светосилой $1 : 2,5$. Спектрально разложенное изображение рассеянного электронами плазмы лазерного пучка также с помощью волоконной оптики переносилось на фотокатод фотоумножителя ФЭУ-52 который был тщательно экранирован от электромагнитных помех. Сигнал с ФЭУ через усилитель (коэффициент усиления $K = 2 \div 100$, полоса пропускания $\Delta f = 100 \text{ мггц}$) подавался на осциллограф ДЭСО-1 (10).

Полный спектр рассеянного излучения регистрировался путем перестройки монохроматора по длинам волн примерно за 100 циклов работы всей системы. В связи с этим производился строгий контроль режима работы установки. Стабильность работы ла-

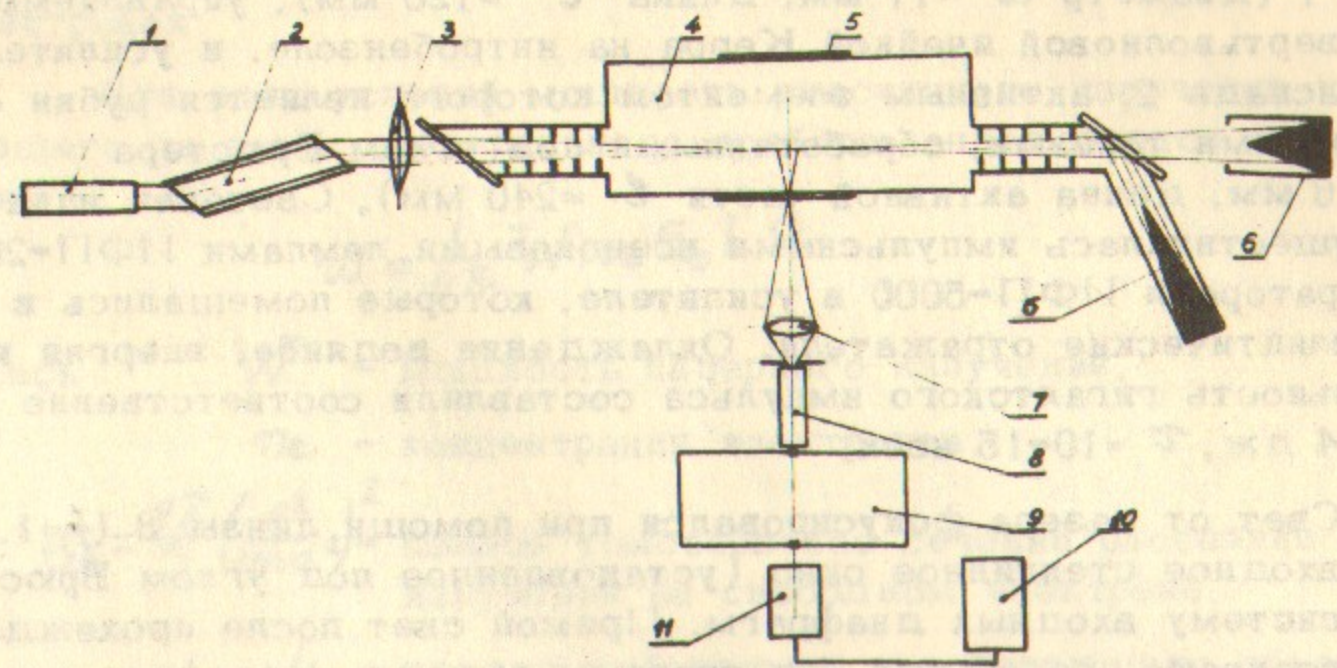


Рис.1. Схема эксперимента

зера контролировалась с помощью коаксиального фотоэлемента. В каждом отдельном опыте фиксировались начальные параметры плазмы и профиль магнитного поля в ударной волне (рис.2). Обработке подвергалась та часть кадров, в которых воспроизводимость указанных выше начальных параметров плазмы и значения амплитуды волны $H = 4 H_0$ была не хуже 10-20%.

Вся система настраивалась без плазмы при вакууме в камере 10^{-6} мм рт.ст. таким образом, что при максимальной чувствительности всего тракта регистрации фон полностью отсутствовал на "крыльях" профиля и только в его центральной части в узком интервале $\Delta\lambda = 20 - 30 \text{ \AA}$ (при ширине выходной щели монохроматора $S = 0,5 \text{ мм}$) появлялся сигнал, обусловленный паразитным рассеянием на стенках камеры. Истинный сигнал рассеянного на электронах плазмы света получался при вычитании из общего сигнала помех, обусловленных собственным излучением плазмы, которое в типичных условиях эксперимента при удалении по спектру от центра линии $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ было в 2-3 раза меньше полезного сигнала (см.рис.2). В центральной части профиля вычитался также и паразитный свет, рассеянный на стенках камеры. К сожалению: условия эксперимента конструктивно

не позволяли поставить световую ловушку против регистрирующей системы, поэтому уровень этого фона в центре профиля превышал полезный сигнал в 3-4 раза.

Возбуждение ударной волны и запуск лазера были синхронизированы таким образом, что изучение возникало в момент, когда гребень ударной волны достигал области фокусировки лазерного луча (рис. 2). В результате спектр рассеяния определял-

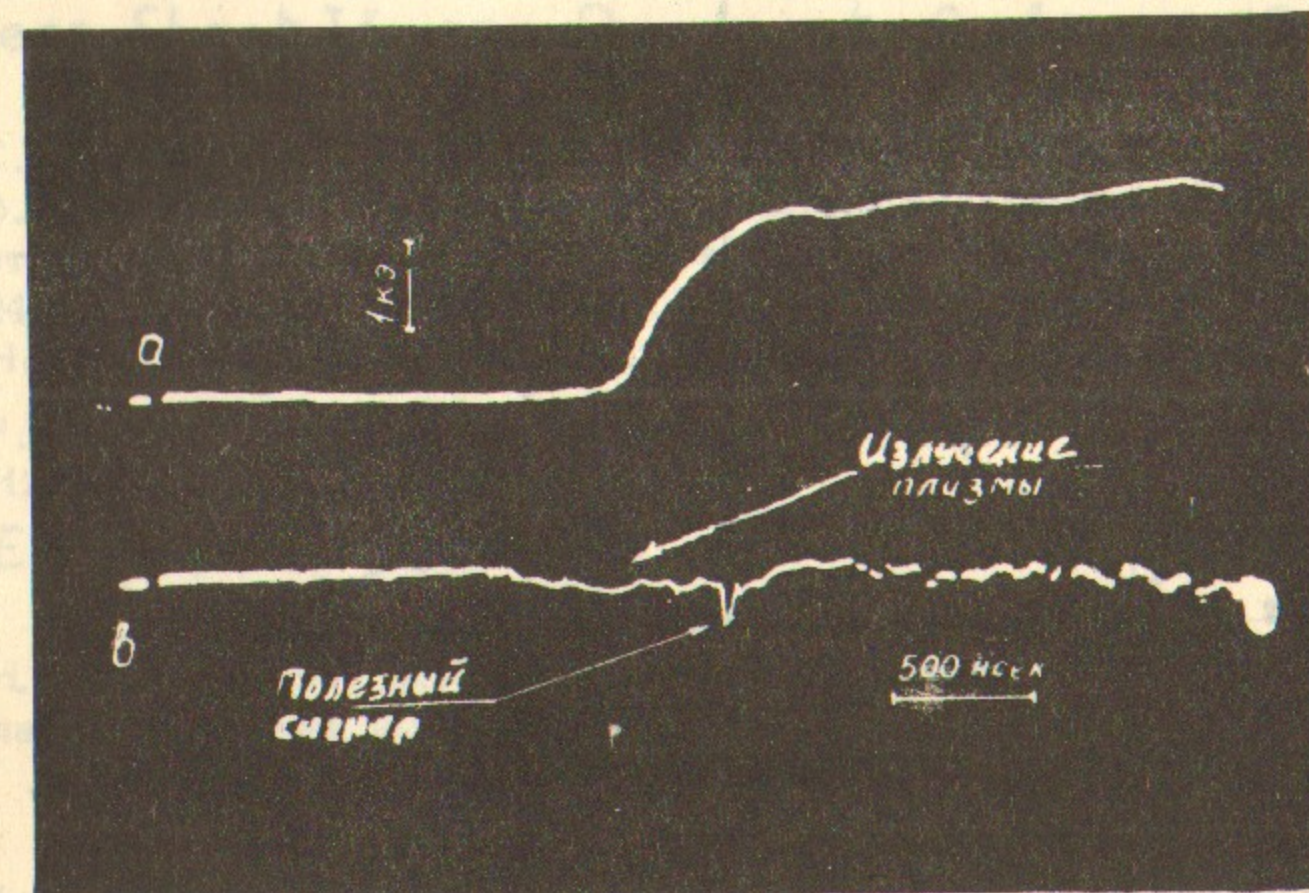


Рис.2. а - осциллограмма профиля магнитного поля в ударной волне ($H = 4H_0$);

б - сигнал рассеянного на плазме света на фоне ее собственного излучения (при удалении по спектру от центра $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ на 100 \AA).

ся температурой электронов за фронтом волны.

Экспериментальная зависимость интенсивности рассеянного лазерного излучения $I(\lambda)$ приведена на рис. 3. Как видно, экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на гауссову кривую, что указывает на достаточную термализацию элект-

ройной компоненты плазмы. Полученная в эксперименте ширина профиля рассеяния $\Delta\lambda = 250 \text{ \AA}$, согласно соотношению (4), соответствует электронной температуре плазмы $T_e = 60 \text{ эв}$. Среднее значение T_e в этом режиме, измеренное зондовым методом /4/, составляет $T_e \approx 50 \text{ эв}$. Вполне удовлетворительное согласие этих данных подтверждает корректность ранее выполненных зондовых измерений.

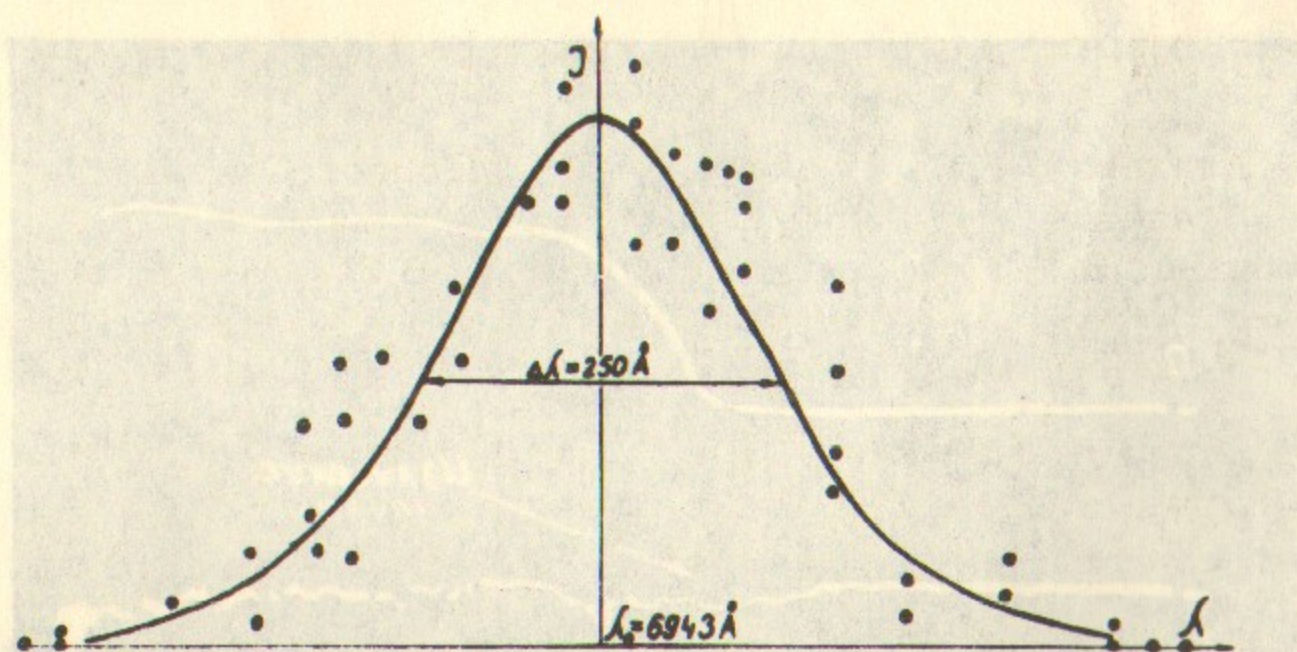


Рис.3. Профиль рассеяния лазерной линии $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$.

Несмотря на значительный рост (более чем на порядок) электронной температуры во фронте волны, она остается в несколько раз меньше величины, полученной при численном решении задачи на ЭВМ /4/ в предположении, что диссипация энергии волны происходит только в результате джоулева нагрева электронов. Поскольку это отклонение наблюдается лишь при $N > N_{кр}$, естественно считать, что в закритической области модель с чисто электронным нагревом несправедлива, т.е. в реальном опыте имеет место существенный нагрев ионов, что согласуется с недавно проведенными энергетическими измерениями ионной компоненты плазмы /6/.

В заключение авторы выражают признательность Р.З.Сагдееву за внимание и интерес к работе, В.И.Пильскому за участие в создании системы регистрации, В.Малявину и А.Ткачуку за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев. Доклад 21/218 на II Международной конференции по физике плазмы, 1965, УП, 367.
2. J.W. Paul et al. Measurements of Electron Temperatures Produced by Collisionless Shock Waves. Preprint, Culham, 1967
3. С.Г.Алиханов, Н.И.Алиновский, Г.И.Долгов-Савельев, В.Г.Еселевич, Р.Х.Куртмуллаев, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев, В.Н.Семенов. Доклад 24А-1 на III Международной конференции по физике плазмы, Новосибирск, 1968.
4. Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.Н.Семенов. Препринт ИЯФ № 228, 1968.
5. E.E. Salpeter. Phys. Rev. 1961, v. 122, no. 6, p 1663
6. Н.И.Алиновский, В.Г.Еселевич, Н.А.Кошелев, Р.Х.Куртмуллаев. Препринт ИЯФ № 246, 1968.

Ответственный за выпуск Бабенко
Подписано к печати 25. II - 1969 г.,
Усл. 0,6 печ.л., тираж 150
Заказ 286 , бесплатно.

Отпечатано на ротаприте в ИЯФ СО АН
СССР, ив.