

ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА  
ПЛАЗМОЙ ЗА ФРОНТОМ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ  
УДАРНОЙ ВОЛНЫ

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

(Новосибирск)

Регистрация лазерного излучения, рассеянного плазмой, по существу единственный метод, позволяющий определять локальные значения температуры и плотности в отсутствие возмущений плазмы.

В настоящее время метод томсоновского рассеяния позволяет производить измерения [1-3] параметров плазмы в пределах  $10^{12} \lesssim n_e \lesssim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Заметим, что при исследовании лазерных искр верхний предел определения  $n_e > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (например, [4]). Однако в области малых концентраций исследовались объекты лишь с медленно меняющимися параметрами [1, 2].

Одна из интересных областей приложения данного метода — ударные волны в разреженной плазме, сопровождающиеся быстрыми изменениями параметров среды и эффективным нагревом плазмы [5, 6].

Принципиальный интерес при этом представляет вопрос, какая из компонент — электронная или ионная — испытывает преимущественный нагрев, поскольку характер нагрева тесно связан с природой микропроцессов внутри ударного перехода и макроструктурой фронта [7]. Измерения с помощью магнитных зондов, основанные на диамагнетизме электронов плазмы [8], показали, что существует критическое значение амплитуды волны  $H_*$ , ниже которой ( $H < H_*$ ) в волне преимущественно греются электроны, а с превышением критической амплитуды ( $H > H_*$ ) доля электронного давления в полном давлении плазмы быстро падает, что естественно объяснить ростом ионного нагрева.

Важно показать независимым методом, что результаты в закритической области ( $H > H_*$ ) не связаны с возмущающим действием зондов или ограничениями методики. С этой целью был проведен данный эксперимент.

Известно [9], что характер спектра рассеянного сигнала зависит от параметра  $\alpha$ , определяющего соотношение между длиной волны  $\lambda$ , дебаевским радиусом  $r_D$  и углом рассеяния  $\theta$

$$\alpha = \frac{\lambda}{4\pi r_D \sin^{1/2} \theta} \quad (1)$$

Из соотношения (1) видно, что в области малых концентраций и высоких температур электронов довольно трудно реализовать условия коллективного рассеяния ( $\alpha > 1$ ). Таким образом, при выбранном в описываемом эксперименте угле наблюдения  $\theta = 90^\circ$  осуществляется случай  $\alpha \ll 1$ , т. е. томсоновское рассеяние на свободных электронах.

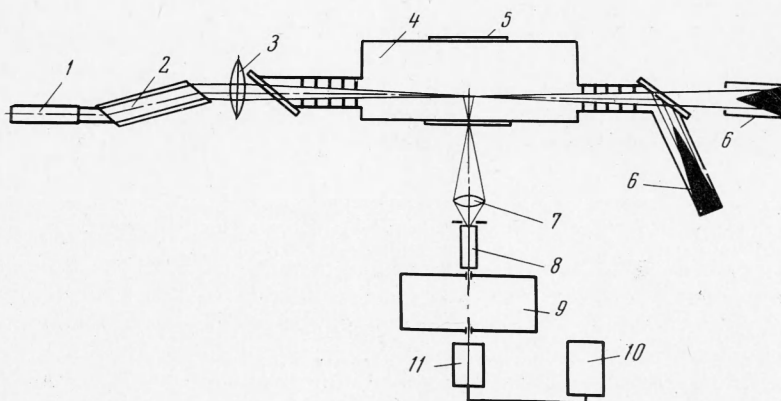
При максвелловском распределении электронов по скоростям профиль линии томсоновского рассеяния имеет гауссовскую форму с полушириной

$$\Delta\lambda = 4 \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda}{c} \left( \frac{kT_e}{m} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

Для  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  и  $\theta = 90^\circ$  последнее соотношение принимает вид

$$\Delta\lambda [\text{ \AA}] = 32.4 \sqrt{T_e} [\text{ эВ}] \quad (3)$$

Основные эксперименты проводились на установке УН-4 [5-7]. Предварительная водородная плазма с плотностью  $n_e \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и начальной температурой  $1 \div 5 \text{ эв}$  создавалась в цилиндрическом объеме 4 (стеклянная труба радиусом  $R = 8 \text{ см}$ ), установленном в квазистационарном магнитном поле  $H_0 = 400 \text{ э}$  (фиг. 1). 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  $r = 1/2 R$ .



Фиг. 1

Максимальное значение поля  $H = H_0 + H \sim$  в волне в этих опытах превышало критическое значение  $H_* \approx 3.5 H_0$

Лазерная система состояла из генератора на рубине 1 ( $d = 11 \text{ мм}$ ,  $l = 120 \text{ мм}$ ), управляемого четвертьволновой ячейкой Керра на нитробензоле, и усилительного каскада 2, активным элементом которого служил рубин с сапфировыми торцами, обработанными под углом Брюстера. Энергия и длительность гигантского импульса такой системы составляли соответственно  $Q = 1 \div 4 \text{ дж}$ ,  $\tau = 10 \div 15 \text{ нсек}$ .

Свет от лазера фокусировался при помощи линзы 3 (фиг. 1) через стеклянное окно, установленное под углом Брюстера, в среднем сечении ударного витка. После прохождения объема 4 и системы диафрагм прямой пучок выводился через стеклянное окно, также установленное под углом Брюстера. Вышедший в атмосферу, а также отраженный от выходного окна свет поглощался ловушками 6. Лазерное излучение, рассеянное на электронах плазмы, выводилось через небольшое стеклянное окно в средней части ударного витка и собиралось при помощи линзы 7 на ограничивающей диафрагме, расположенной на входе волоконного световода 8, который передавал изображение на щель (ширина  $0,5 \text{ мм}$ ) дифракционного монохроматора МДР-2 9 с линейной дисперсией  $40 \text{ \AA/мм}$  и геометрической светосилой  $1 : 2,5$ . За выходной щелью монохроматора располагался фотоумножитель ФЭУ-52. Этот фотоумножитель 11 был тщательно экранирован от помех. Сигнал с ФЭУ через усилитель (коэффициент усиления  $2 \div 100$ ,  $\Delta f = 10^8 \text{ гц}$ ) подавался на осциллограф ДЭСО-1 10.

Собственное излучение плазмы было соизмеримо с сигналом рассеяния, поэтому авторам пришлось отказаться от многоканальной системы регистрации [3]. По этой причине полный спектр рассеянного излучения регистрировался путем перестройки монохроматора по длинам волн при-

мерно за 100 циклов работы всей системы при строгом контроле режима работы установки. Стабильность мощности лазера контролировалась с помощью коаксиального фотоэлемента. В каждом эксперименте фиксировались начальные параметры плазмы и профиль магнитного поля

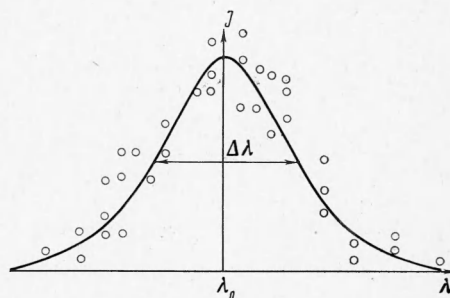


Фиг. 2

(фиг. 2). В результате спектр рассеяния определялся температурой электронов за фронтом волны. На фиг. 2, б показан сигнал рассеянного на плазме света на фоне ее собственного излучения (при удалении по спектру от центра  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$  на  $100 \text{ \AA}$ ).

К сожалению, условия эксперимента конструктивно не позволяли установить световую ловушку против регистрирующей системы, поэтому уровень фона из-за рассеяния лазерного излучения на стенках камеры превышал в центре профиля полезный сигнал в 3—4 раза. Паразитный сигнал, однако, наблюдался только в узком интервале  $\delta\lambda = 20\text{--}30 \text{ \AA}$  и полностью отсутствовал на «крыльях» профиля даже при максимальной чувствительности всего тракта регистрации. Таким образом, при полуширине томсоновского профиля  $\Delta\lambda$  порядка  $200 \div 300 \text{ \AA}$  узкий интервал  $\delta\lambda$  с большим уровнем паразитного фона можно отбросить, и это не окажет существенного влияния на точность определения температуры. Истинный сигнал рассеянного на электронах плазмы излучения определялся вычитанием помех, обусловленных собственным излучением плазмы, из общего сигнала. В типичных условиях эксперимента при удалении по спектру от центра линии  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$  на  $100 \text{ \AA}$  полезный сигнал превышал фон плазмы примерно в 2.5 раза (фиг. 2).

Экспериментальная зависимость интенсивности рассеянного лазерного излучения  $J(\lambda)$  приведена на фиг. 3. Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на гауссову кривую, что указывает на достаточную термализацию электронной компоненты плазмы. Полученная в эксперименте ширина профиля  $\Delta\lambda = 250 \text{ \AA}$  согласно отношению (3) соответствует электронной температуре  $T_e \approx 60 \text{ эв}$ . Среднее значение  $T_e$  в этом же режиме, измеренное зондовым методом [8], составляет  $\sim 50 \text{ эв}$ . Вполне удовлетворительное согласие этих данных подтверждает корректность ранее выполненных зондовых измерений.



Фиг. 3

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 [8] в предположении, что диссипация энергии волны происходит только в результате джоулевого нагрева электронов. Это отклонение наблюдается только при  $H > H_*$ , поэтому 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 [10].

В заключение авторы благодарят Р. Э. Сагдеева за внимание и интерес к работе, В. И. Пильского за участие в создании системы регистрации, В. Малявина и А. Ткачука за помощь в работе.

Поступила 1 XII 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Малышев Г. М., Островская Г. В., Раздобарин Г. Т., Соколова Л. В. Определение температуры и концентрации электронов в плазме дуги по томсоновскому рассеянию лазерного излучения. Докл. АН СССР, 1966, т. 168, № 3.
2. Dimock D. Mazzucato E. Normal and anomalous conductivity in a toroidal discharge from tomson scattering measurements. Phys. Rev. Letters, 1968, vol. 20, No. 14.
3. Ramsden S., John P. K., Kronast B., Benesch R. Evidence for a thermonuclear reaction in a  $\theta$ -pinch plasma from the scattering of a ruby laser beam. Phys. Rev. Letters, 1967, vol. 19, No. 12.
4. Манделъштам С. Л., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Райзер Ю. П., Суходрев Н. К. Исследование искры в воздухе, возникающей при фокусировании излучения лазера. II. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 1.
5. Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пильский В. И., Сагдеев Р. Э. Механизм нагрева плазмы бесстолкновительными ударными волнами. Proc. 2nd Internat. Conf. Plasma physics and controlled nuclear fusion research. Culham, 1965, vol. 2, IAEA, 1966, p. 367.
6. Paul L. W. M., Goldenbaum G. C., Iiyoshi A., Holmes L. S., Hardcastle R. A. Measurement of electron temperatures produced by collisionless shock waves in magnetized plasma. Nature, 1963, vol. 216, No. 5113.
7. Еськов А. Г., Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Пильский В. И., Семенов В. Н. Исследование характера турбулентных процессов во фронте ударной волны в плазме. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 5.
8. Алиханов С. Г., Алиновский Н. И., Долгов-Савельев Г. Г., Еселевич В. Г., Куртмуллаев Р. Х., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Пильский В. И., Сагдеев Р. Э., Семенов В. Н. Развитие программы по ударным волнам без столкновений. Proc 3rd Internat. Conf. on Plasma physics and controlled nuclear fusion research. Novosibirsk, 1968; Vienna, IAEA, 1969.
9. Salpeter E. E. Plasma density fluctuations in a magnetic field. Phys. Rev., 1961, vol. 122, No. 6, p. 1663.
10. Алиновский Н. И., Еселевич В. Г., Кошилев Н. А., Куртмуллаев Р. Х. Исследование энергетического спектра ионов в плазме, нагретой ударной волной. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 3.