

ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

*Н. Г. Басов, М. В. Осипов, А. А. Рупасов,
Г. В. Склизков, А. С. Шиканов*

Впервые метод комбинационного рассеяния зондирующего света применен для исследования плазмы в области критической плотности для греющего излучения неодимового лазера $n_c \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$. На основании исследования спектра рассеяния зондирующей волны идентифицированы нелинейные процессы, протекающие в плазме в области n_c .

Исследования генерации гармоники $2\omega_0$ в лазерной плазме позволили предложить и обосновать [1] ряд методов диагностики плазмы в области критической плотности n_c , основанных на измерении характеристик излучения гармоники. Вместе с тем, наряду с этими методами "пассивной" диагностики, для получения более детальной информации о нелинейных процессах в области n_c , в частности, для построения спектра плазменной турбулентности особую роль приобретает "активная" диагностика, основанная на комбинационном рассеянии зондирующего излучения. Получение информации о спектре плазменной турбулентности весьма важно для определения количественного вклада в поглощение лазерной энергии и в генерацию быстрых частиц каждого из механизмов аномального взаимодействия мощного излучения с плазмой. Эффективность метода комбинационного рассеяния для диагностики плазмы в области четверти критической плотности $n_c/4$, доказана в работах [2], выполненных на установке "Кальмар". В настоящей работе этот метод применяется для исследования плазмы в области n_c для частоты греющего лазера.

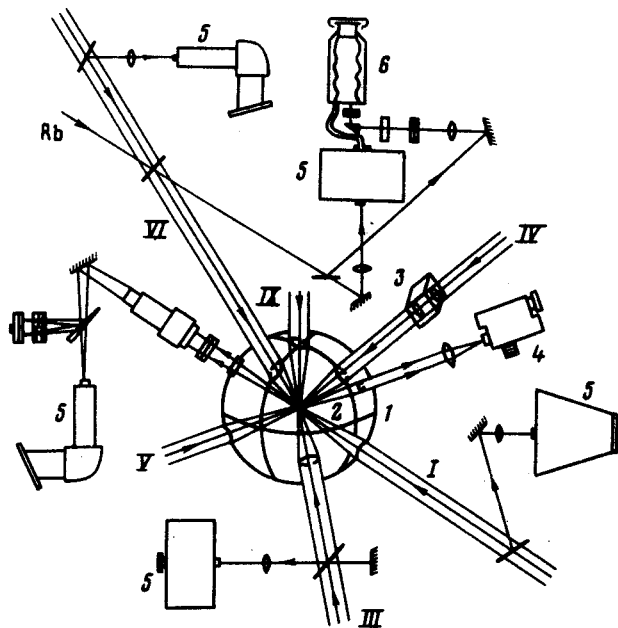


Рис. 1. Схема расположения диагностической аппаратуры: 1 – вакуумная камера, 2 – мишень, 3 – кристалл KDP, 4 – монохроматор ДМР-4, 5 – другие спектральные приборы, 6 – фотозлектронный регистратор. Римскими цифрами обозначены греющие пучки

Эксперименты проводились на девятипучковом неодимовом лазере "Кальмар". Лазерное излучение фокусировалось на оболочечную мишень из полистирола (C_8D_8)_n, помещенную в вакуумной камере (рис.1). Длительность импульса составляла ≈ 1 нсек по уровню половины интенсивности. Плазма зондировалась излучением второй гармоники частоты греющего света, получаемой удвоением частоты в кристалле KDP (3) в одном из лазерных пучков. Энергия лазера достигала 200 Дж, что при диаметре пятна фокусировки ≈ 150 мкм соответствовало плотности потока $q_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Энергия зондирующего излучения составляла ≈ 1 Дж при $q_1 \approx 2 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Ширина спектра греющего и зондирующего излучений составляла ≈ 5 Å по уровню половины интенсивности. Исследование рассеянного излучения вблизи частоты $3\omega_0$ осуществ-

влялось под углом 25° к оси зондирующего пучка, что соответствовало углу рассеяния $\theta, \approx 155^\circ$. В этом направлении изображение мишени передавалось на щель спектрографа ДМР-4 (4) с дисперсией в исследуемом диапазоне частот $\approx 50 \text{ \AA}/\text{мм}$. На рис. 1 показаны также другие направления наблюдения, в которых регистрировались комбинационные частоты рассеяния зондирующего излучения в области $n_c/4$, а также генерируемые в плазме гармоники греющего света ($3/2\omega_0, 2\omega_0$) с пространственным и временным разрешением.

В спектре рассеяния зондирующего пучка обнаружено излучение вблизи частоты $3\omega_0$ с явно выраженной двухкомпонентной структурой спектра. Для спектрограммы, приведенной на рис. 2, обе спектральные компоненты смещены в "красную" сторону относительно точного значения $\lambda_0/3 \approx 3546,7 \text{ \AA}$, правая — на $2,5 \text{ \AA}$, левая, более интенсивная и широкая — на $18,5 \text{ \AA}$. Ширина спектра по уровню половины интенсивности составляет $\approx 15 \text{ \AA}$ (рис. 2). При уменьшении плотности потока греющего излучения левая компонента спектра исчезала и оставалась только правая, слабо смещенная компонента.

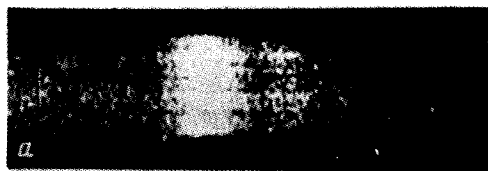
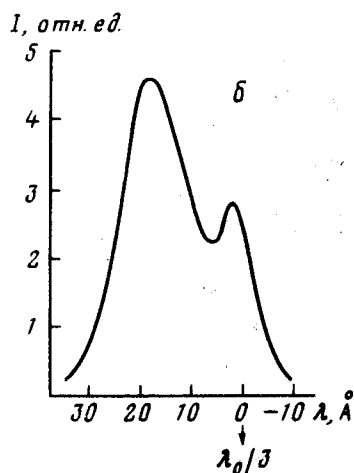


Рис. 2. Спектрограмма и спектральное распределение интенсивности излучения вблизи частоты $3\omega_0$ для мишени из $(C_8D_8)_n$ диаметром $2R \approx 196,8 \text{ мкм}$ с толщиной стенки $\Delta R \approx 3,8 \text{ мкм}$

В отсутствие зондирующей волны, излучение вблизи частоты $3\omega_0$ не было зарегистрировано. Это представляется естественным при используемых плотностях потока греющего излучения. Действительно, гармоника $3\omega_0$ может возникать в плазме за счет четырехволновых процессов слияния плазменных волн и поперечной волны накачки в области критической плотности ($3l \rightarrow t_3, 2t_0 + l \rightarrow t_3, 2l + t_0 \rightarrow t_3$), являющихся процессами более высокого порядка по сравнению с трехволновым взаимодействием. Они реализуются при значительно больших плотностях потока [3]. Процесс слияния генерируемой в плазме гармоники $2\omega_0$ с плазменными колебаниями ($t_2 + l \rightarrow t_3$) также маловероятен из-

за низкого значения коэффициента трансформации ($\sim 10^7$) лазерного излучения в гармонику $2\omega_0$ в плазме. Поэтому не вызывает сомнения, что обнаруженное излучение вблизи частоты $3\omega_0$ является результатом комбинационного рассеяния зондирующей волны на плазмонах, созданных греющим излучением в области n_c ($t_2 \text{ зонд} + l \rightarrow t_3$). Отметим, что рассеяние зондирующей волны в плазме происходит, вообще говоря, в широком диапазоне электронных плотностей $n_e \lesssim 4n_c \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Однако возникновение в спектре рассеяния излучения, смещенного по частоте относительно зондирующей волны на величину ω_0 , равную электронной ленгмювской частоте ω_{Le} для области n_c , свидетельствует о резком возрастании именно в этой области интенсивности плазменных колебаний. Пороговый по потоку накачки характер возникновения левой, более широкой компоненты спектра излучения вблизи $3\omega_0$, позволяет связать ее с рассеянием зондирующей волны на параметрически возбуждаемых плазмонах ($t_0 \rightarrow l + s$). При этом смещение относительно $3\omega_0$ данной компоненты определяется смещением частоты $\Delta\omega$ плазмонов относительно ω_0 , равным частоте ионно-звуковых колебаний $\Delta\omega \approx \omega_s(k_s)$. С другой стороны малые ширина и смещение правой компоненты относительно $\lambda_0/3$ указывают на ее происхождение за счет рассеяния зондирующей волны на плазменных колебаниях, возникающих при линейной трансформации поперечной волны накачки. Смещение этой компоненты $\Delta\lambda_3$ может быть объяснено эффектом Доплера при движении области рассеяния n_c со скоростью u , которую можно определить, измеряя $\Delta\lambda_3$ по формуле: $\Delta\lambda_3/\lambda_0 \approx 5/9 u/c$, где λ_0 — длина волны накачки, c — скорость света. Согласно этому выражению "красное" смещение $\Delta\lambda_3 \approx 2,5 \text{ \AA}$ (рис. 2) соответствует скорости движения области n_c к центру мишени $u \approx 1,3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ при сжатии оболочечной мишени под действием лазерного импульса, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными другими методами [4].

Сходство форм спектров излучения вблизи частоты $3\omega_0$ и генерируемой в плазме гармоники $2\omega_0$ [1] обусловлено тем, что эти излучения возникают в одной и той же области n_c при комбинационном рассеянии на плазменных волнах, имеющих одинаковую природу, соответственно, зондирующего и греющего излучений.

При используемой геометрии зондирования и регистрации волновое число плазмонов, рассеивающих зондирующую волну с образованием излучения $3\omega_0$, равно $k_l \approx 4,45\omega_0/c$. Другой комбинационной частотой рассеяния зондирующего излучения в области n_c является ω_0 , совпадающая с частотой греющего света (соответствующее значение волнового числа плазмонов $k_l \approx 1,73\omega_0/c$). Это делает невозможной регистрацию такого излучения на фоне гораздо более интенсивной отраженной от плазмы волны накачки даже при наличии пространственного разрешения. Измерение интенсивности узкой компоненты спектра гармоники $2\omega_0$ [1], генерируемой в области n_c при рассеянии греющей волны на плазмонах с $k_l \approx 1,73\omega_0/c$, возможно лишь в отсутствие зондирующего излучения также ввиду совпадения их частот. Поэтому для построения спектра плазменной турбулентности в области n_c при использовании данного зондирующего излучения необходимый диапазон изменения значений волновых чисел рассеивающих плазмонов

можно обеспечить изменением угла рассеяния θ_r , имея несколько направлений регистрации излучения вблизи частоты $3\omega_0$.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 декабря 1980 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, В.Ю.Быченков, О.Н.Крохин, М.В.Осипов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Квантовая электроника, **6**, 1829, 1979; ЖЭТФ, **76**, 2094, 1979.
- [2] Н.Г.Басов, В.Ю.Быченков, Н.Н.Зорев, М.В.Осипов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Письма в ЖЭТФ, **30**, 439, 1979; N.G.Basov, V.Yu.Bychenkov, M.V.Osipov, A.A.Rupasov, V.P.Silin, A.S.Shikanov, G.V.Sklizkov, A.N.Starodub, V.T.Tikhonchuk, N.N.Zorev. Phys. Lett., **77A**, 163, 1980.
- [3] J.S.Hildum. Preprint KMS-U 121, 1973.
- [4] Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, С.Ю.Гуськов, А.А.Ерохин, Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, А.А.Самарский, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, **78**, 420, 1980.
-