

СВЕРХСКОРОСТНАЯ ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ КОРОНЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*В.Ю.Быченков, Ю.А.Захаренков, О.Н.Крохин,
А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизкоз,
А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов*

Предлагается метод диагностики локальных температуры и скорости движения лазерной плазмы по спектральным характеристикам гармоник греющего излучения.

Развитие методов диагностики с высоким временем разрешения необходимо для понимания физических процессов, происходящих в плазменной короне, облучаемой лазерным излучением мишени. В дан-

ной статье обсуждается возможность определения временной эволюции электронной температуры и скорости движения плазмы по спектрам линий гармоник частоты греющего излучения. Мы будем основываться на эксперименте, в котором исследовалась временная эволюция спектров гармоник $2\omega_0$ и $3/2\omega_0$, рассеиваемых лазерной плазмой. Для нагрева плазмы использовалась девятиканальная лазерная установка "Кальмар" на неодимовом стекле, излучение которой ($\lambda_0 \approx 10640 \text{ \AA}$, $\delta\lambda_0 \approx 10 \text{ \AA}$) фокусировалось на поверхность сплошных и оболочечных мишеней из SiO_2 или Al_2O_3 . Энергия излучения в области мишени составляла $E \approx 100 \div 120 \text{ дж}$ при плотности потока $q \approx 10^{14} \text{ вт/см}^2$ [1]. Исследование рассеянного излучения велось в апертуру одной из фокусирующих систем. На фоторегистратор, работающий в режиме щелевой развертки с временным разрешением $\lesssim 0,1 \text{ нсек}$ через трехступенчатый ослабитель заводилось падающее и рассеянное на частоте ω_0 излучение. Часть рассеянного излучения заводилась также на входную щель монохроматора МДР-2, использовавшегося в качестве спектрографа. Разложенное в спектр излучение передавалось световодом на щель фоторегистратора, расположенную вдоль направления дисперсии монохроматора. Спектральное разрешение регистрирующей системы составляло $\approx 1,5 \text{ \AA}$ для гармоники $2\omega_0$ и $\approx 3 \text{ \AA}$ для $3/2\omega_0$. При исследовании $2\omega_0$ на щель монохроматора в качестве репера с временной задержкой заводилось излучение от кристалла КДР, с длиной волны соответствующей точному значению $1/2\lambda_0$. Одновременно, с помощью двух спектрографов ИСП-51 проводилось интегральное спектрально-пространственное наблюдение по другим направлениям.

Типичная развертка спектра $2\omega_0$ приведена на рис. 1. Как и в интегральных измерениях [1] имеет место сложное распределение, состоящее из основной компоненты, близкой к $\lambda_0/2$ и пьедестала, смещенного в "красную" сторону и часто принимающего форму дополнительной компоненты. Для фэрограммы, приведенной на рис. 1, наблюдается возрастание длины волны основной компоненты с течением времени. Интенсивность основной компоненты достигает максимума через $0,5 \text{ нсек}$ после своего возникновения при длительности переднего фронта греющего излучения $\approx 0,7 \text{ нсек}$, а спадает гораздо быстрее, чем интенсивность греющего излучения.

Свечение дополнительной компоненты начинается неодновременно, а именно: излучение с большей длиной волны возникает позже. В момент достижения максимальной интенсивности основной компоненты ($t \approx 0,5 \text{ нсек}$) отношение интенсивностей дополнительной и основной компонент составляет величину $\approx 0,1$, а через $0,5 \text{ нсек}$ ($t \approx 1 \text{ нсек}$) составляет $\approx 0,35$, т.е., после достижения максимума основной компоненты интенсивность ее спадает более резко, чем дополнительной. В момент времени $t \approx 1 \text{ нсек}$, полуширина основной компоненты $2\omega_0$ (для рис. 1) составляет величину $\approx 13 \text{ \AA}$, в всего спектрального распределения (по уровню $1/10 I_{\text{max}}$) $\approx 65 \text{ \AA}$. Расстояние между компонентами $\approx 22 \text{ \AA}$.

Двухкомпонентная структура $3/2\omega_0$, обнаруженная в интегральных по времени исследованиях [2], имеет место и при измерениях с временным разрешением (рис. 2). Отношение интенсивностей синей и красной компонент $3/2\omega_0$ остается примерно постоянным (для рис. 2 составля-

ет $\approx 0,35$), а спектральные расстояния между ними в моменты, соответствующие трем максимумам интенсивности, составляют 37, 44, 33 Å соответственно. Полуширина красной компоненты для второго, наиболее сильного пика, составляет величину $\approx 44 \text{ Å}$, а всего спектрального распределения (по уровню $1/10 I_{max}$) $\approx 120 \text{ Å}$. Отметим, что даже при гладком профиле интенсивности греющего импульса, наблюдаются модуляции интенсивности рассеянного излучения как на частоте ω_0 , так и $3/2 \omega_0$ (ср. с [3]) с периодом $\tau \approx 0,7 + 0,8 \text{ нсек}$.

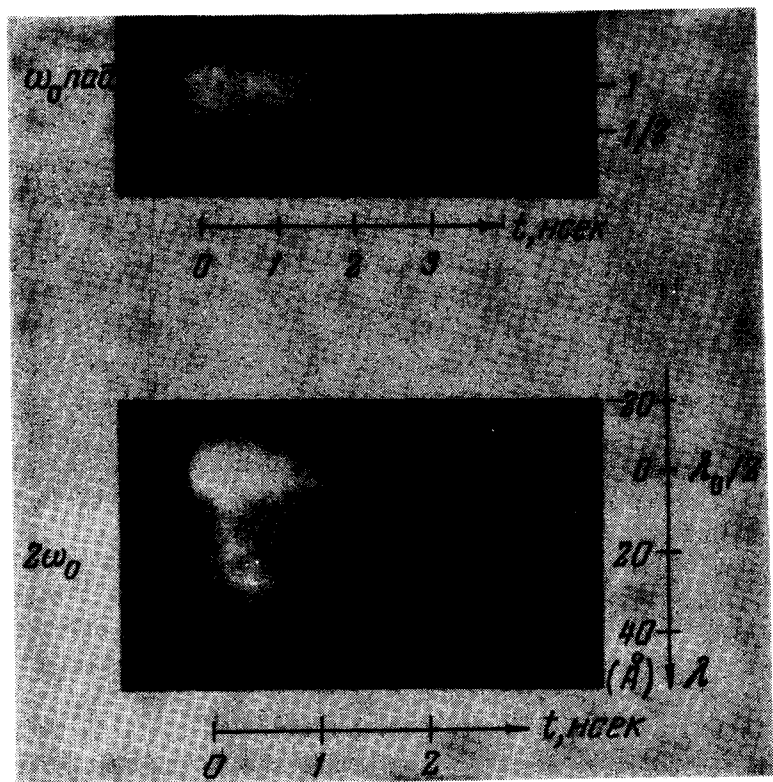


Рис. 1. Временные развертки: *a* – интенсивности греющего излучения; *б* – спектрального распределения гармоники $2\omega_0$. Мишень – оболочка из SiO_2 , $2R \approx 165 \text{ мкм}$, $\Delta R \approx 4 \text{ мкм}$

Физическую основу предлагаемого метода диагностики локальных свойств плазмы составляют закономерности, определяющие генерацию гармоник греющего излучения. Здесь прежде всего необходимо остановиться на гармонике $2\omega_0$, которая может возникать как из-за r -компоненты поля накачки благодаря неоднородности плазмы [3,4], так и вследствие развития параметрической турбулентности [5]. Основную компоненту линии $2\omega_0$ можно связать с процессом генерации r -компоненты, приводящим к узкой линии с шириной $\delta\lambda_2$, в условиях нашего эксперимента определяющейся спектральной шириной волны накачки $\delta\lambda_0$. Последняя совпадает с экспериментально наблюдаемой величиной уширения основной компоненты.

Сдвиг $\Delta\lambda_2$ максимума основной компоненты линии $2\omega_0$ определяется эффектом Допплера:

$$\Delta\lambda_2 = [u(t) / c] \lambda_0, \quad (1)$$

где $u(t)$ – скорость движения области плазмы, в которой плотность равна критической, а c – скорость света. Поэтому измерение $\Delta\lambda_2$ позво-

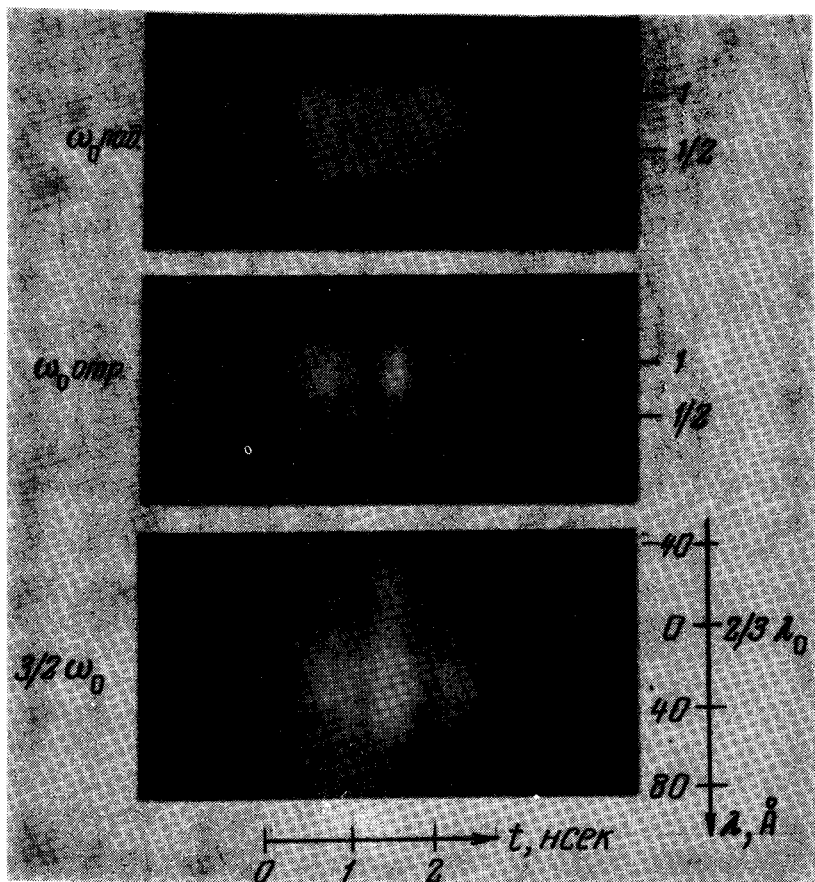


Рис.2. Временные развертки: *a* – интенсивности греющего излучения; *b* – интенсивности рассеянного на частоте ω_0 излучения; *в* – спектрального распределения гармоники $3/2\omega_0$. Мишень – оболочка из Al_2O_3 , $2R \approx 154$ мкм, $\Delta R \approx 3$ мкм

ляет определить $u(t)$. Согласно (1) сдвиг основной компоненты происходит в красную сторону при движении критической области к центру мишени. Поэтому экспериментально регистрируемое увеличение длины волны основной компоненты объясняется увеличением скорости $u(t)$ в процессе сжатия мишени, обнаруженным в экспериментах [6]. В частности, для фэрограммы, приведенной на рис. 1, максимальное значение $\Delta\lambda_2 \approx 2\text{Å}$, что соответствует скорости $u \approx 6 \cdot 10^6$ см/сек при $t \approx 1,5$ нсек.

Сравнительно широкий пьедестал линии $2\omega_0$ можно понять на основе представлений о параметрической турбулентности, возникающей в результате параметрического распада или аperiodической неустойчивости. Для потоков излучения нашей работы основным механизмом нелинейной генерации гармоник является слияние двух ленгмюровских волн. Такое слияние приводит к большому красному смещению линии $2\omega_0$, ибо благодаря спектральной (например, распадной) перекачке спектр ленгмюровской турбулентности обогащен длинными волнами $k^2 r_D^2 \omega_0 < \omega_0 - \omega_L$ (k — волновой вектор, r_D — дебаевский радиус электронов, ω_L — электронная ленгмюровская частота). В то же время небольшое синее смещение второй гармоники, обусловленное слиянием коротковолновых ленгмюровских волн ($k^2 r_D^2 \omega_0 > \omega_0 - \omega_L$) представляет собой важное экспериментальное указание на наличие физических процессов (например, аperiodической неустойчивости), приводящих к спектральной перекачке ленгмюровской турбулентности в область коротких волн. Общее уширение пьедестала второй гармоники, определяющееся спектром ленгмюровских шумов, составляет

$$\delta \lambda_e \sim (k_{st} r_D)^2 \lambda_0 \quad (2)$$

(где k_{st} — волновой вектор, при котором становится существенным черенковское затухание плазменных волн) и в условиях нашего эксперимента может достигать величин порядка 100 \AA , что отвечает результатам измерений.

Физические причины возникновения двухкомпонентной структуры спектра гармоник $3/2\omega_0$ были выяснены в работе [2]. Это позволяет по расстоянию между синей и красной компонентами $\Delta \lambda_{3/2}$ определять электронную температуру в окрестности четверти критической плотности согласно формуле

$$T_e(t) \geq 1,5 \cdot 10^2 \Delta \lambda_{3/2}(t), \quad (3)$$

где T_e в кэВ , а $\Delta \lambda_{3/2}$ в \AA . Согласно (3) в моменты времени, отвечающие максимумам интенсивности излучения гармоники $3/2\omega_0$ (рис. 2), температура оказывается равной 0,55, 0,65, 0,5 кэВ , т.е. в течение действия импульса греющего света изменяется на величину $\approx 30\%$.

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

Поступила в редакцию
12 июля 1977 г.

Литература

- [1] N.G.Basov, A.A.Kologrivov, O.N.Krokhin, A.A.Rupasov, G.V.Sklizkov, A.S.Shikanov, Yu.A.Zakharenkov, N.N.Zorev. *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, 4, 279, 1976, Plenum Press.

- [2] А.И.Авров, В.Ю.Быченков, О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Письма в ЖЭТФ, **24**, 293, 1976; ЖЭТФ, **72**, 118, 1977.
- [3] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, **67**, 118, 1974.
- [4] N.S.Erokhin, S.S.Moiseev, V.V.Mychin. Nucl. Fusion, **14**, 333, 1974.
- [5] О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Письма в ЖЭТФ, **22**, 47, 1974.
- [6] Ю.А.Захаренков, А.А.Кологривов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. Препринт ФИАН СССР, №74, 1977.
-