

## НАБЛЮДЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ $\omega_0$ И $2\omega_0$ ОБЛАСТЬЮ ПЛАЗМЫ С ПЛОТНОСТЬЮ СУЩЕСТВЕННО НИЖЕ КРИТИЧЕСКОЙ

*И.В.Александрова, А.Е.Данилов, Г.Корн, В.В.Орлов,  
Г.В.Склизков, С.И.Федотов*

В экспериментах по сферическому нагреву термоядерных мишеней на установке "Дельфин-1" обнаружено явление рассеяния лазерного излучения на частотах  $\omega_0$  и  $2\omega_0$  областью плазмы с плотностью существенно ниже критической. Показано, что размер области излучения на каждой из частот приблизительно в четыре раза превышает начальный диаметр мишени, причем эта область имеет резкую пространственную границу. Предложены возможные варианты объяснения наблюдаемых явлений.

Вопросы генерации гармоник основной частоты лазерного излучения при его распространении в плазме представляют большой интерес в связи с тем, что излучение механизма этого явления позволяет судить о тех процессах, которые протекают в плазме при ее нагреве мощным лазерным излучением. Генерация второй гармоники падающего излучения хорошо изучена экспериментально и теоретически<sup>1-3</sup>, однако эти исследования относятся к генерации излучения на частоте  $2\omega_0$  в области плазмы с критической плотностью.

В данной работе представлены результаты исследований по рассеянию низкоплотной плазмой ( $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) лазерного излучения на частотах  $\omega_0$  и  $2\omega_0$  в экспериментах, проводимых на установке "Дельфин"<sup>4,5</sup>. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Регистрация осуществлялась по двум различным каналам с помощью дифракционных спектрографов. Изображение плазмы передавалось на входную щель с помощью асферической оптики, светосила которой  $D_0/f_0 = 1/2$  ( $f_0 = 120 \text{ мм}$ ), масштаб увеличения равнялся единице.

В качестве диспергирующих элементов использовались вогнутые голографические решетки со следующими параметрами: размер  $50 \times 50 \text{ мм}^2$ , светосила  $D/f = 1/2$ , число штрихов на единицу длины –  $1500 \text{ мм}^{-1}$ .

В первом канале в спектрографе использовалась схема Роуленда. Компенсация астигматизма осуществлялась с помощью отрицательной цилиндрической линзы с  $f_k = 100 \text{ мм}$ . При этом пространственное разрешение в плоскости изображения  $\delta$  было не хуже  $50 \text{ мкм}$ , линейная дисперсия  $d\lambda/dl$  составила величину  $26 \text{ \AA/мм}$ , увеличение оптической системы  $\beta$  равнялось 2,5.

Спектрограф второго сигнала построен по схеме Водсворта, в которой угол дифракции равен  $0^\circ$ , что обеспечивает стигматическое изображение объекта в этом направлении. Характеристики оптической системы:  $\delta = 90 \text{ мкм}$ ,  $d\lambda/dl = 40 \text{ \AA/мм}$ ,  $\beta = 1,25$ .

Необходимым условием регистрации исследуемого излучения является выполнение следующего соотношения:

$$E\tau > s, \quad (1)$$

где  $E = \pi\eta B_n \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \frac{1}{\beta} \sin^2\theta$  – освещенность изображения,  $\tau$  – время экспозиции,  $s$  – чувствительность фотоматериала. Здесь приняты следующие обозначения:  $B_n$  – яркость источника излучения,  $\eta$  – коэффициент пропускания оптической системы,  $\delta\lambda$  – спектральная ширина аппаратной функции,  $\Delta\lambda$  – ширина спектральной линии,  $\theta$  – входной апертурный угол.

Результаты экспериментов приведены на рис. 2а, б, в. Обращает внимание на себя тот факт, что излучение на обеих частотах наблюдается из области с резкой пространственной границей и размером  $r_{об} \sim 4r_m$ , где  $r_m$  – начальный радиус мишени.

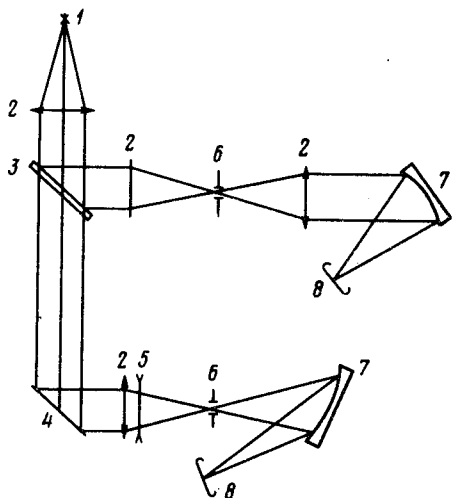


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема регистрации излучения, рассеянного плазмой на частотах  $\omega_0$  и  $2\omega_0$ : 1 – мишень, 2 – асферические линзы, 3 – отводящая пластина, 4 – поворотное зеркало, 5 – корректирующая линза, 6 – диафрагмы, 7 – голографические решетки, 8 – фотопленка

Рис. 2. Спектральное и пространственное распределение интенсивности излучения в наблюдаемых спектрах: а – на частоте  $\omega_0$ ; б – на частоте  $2\omega_0$ ; в – обзорный спектр на частоте  $2\omega_0$

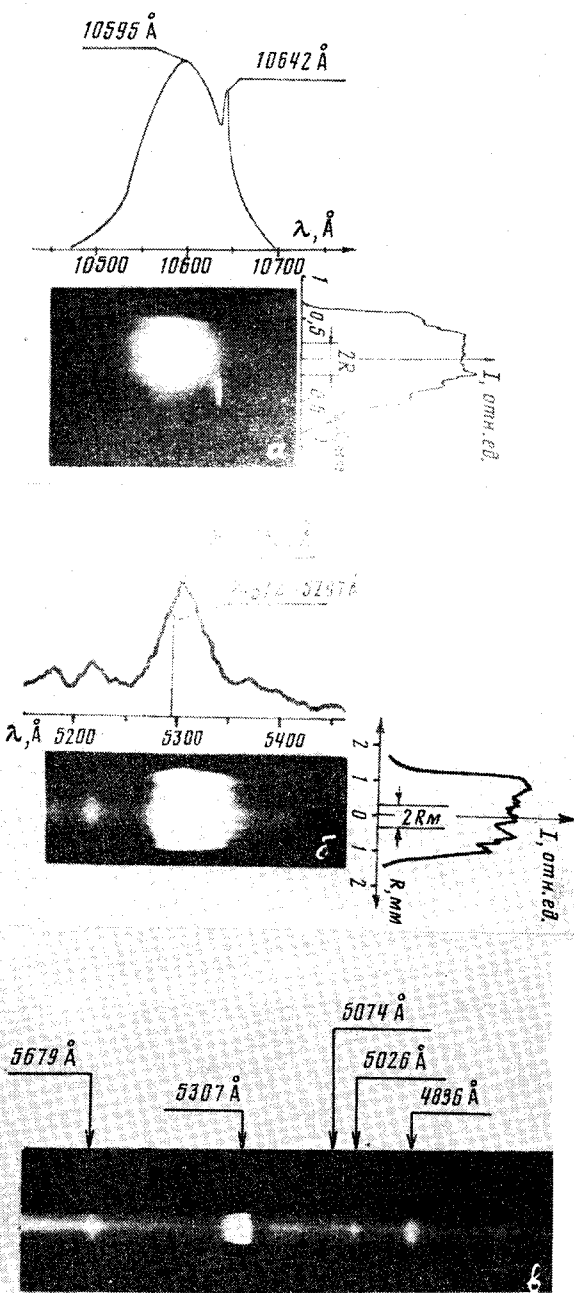


Рис. 2

Объяснить наблюдаемую картину явления механизмами, обуславливающими генерацию гармоник в области плазмы с критической плотностью, не представляется возможным, так как даже если предположить, что вся масса мишени испарилась и заняла объем  $V_{об} = 4/3\pi r_{об}^3$  средняя плотность оказывается меньше критической:

$$\rho_{ср} = \frac{3}{A} \rho \left( \frac{r_M}{r_{об}} \right)^3 < \rho_{кр},$$

где  $\rho$  – плотность вещества мишени,  $A$  – аспектное отношение. Для характерных параметров мишеней, используемых в экспериментах на установке "Дельфин" ( $2r_M = 400$  мкм,  $A = 150 - 250$ ,  $\rho = 2,7$  г/см<sup>3</sup> ( $SiO_2$ ),  $\rho_{кр} = 3,33 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>),  $\rho_{ср} = 6,5 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>.

Расчет профиля плотности плазмы показывает, что в точке  $r = r_{06}$  плотность электронов  $n_e$  составляет величину  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (для неодимового лазера критическая плотность равна  $n_c = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ).

Какие же механизмы можно привлечь в этом случае для описания полученных результатов. Естественно предположить, что излучение на частоте  $\omega_0$  обусловлено томсоновским рассеянием. При изотропном характере излучения яркость источника можно записать в виде  $B_{\text{и}} = \frac{1}{\pi} q_{\text{л}} \sigma n_e \Delta r$ , где  $q_{\text{л}}$  — плотность потока лазерного излучения,  $\sigma$  — сечение томсоновского рассеяния,  $\Delta r$  — толщина излучающего слоя плазмы. Тогда при значениях параметров  $q_{\text{л}} \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ,  $\sigma = 6,5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ,  $\Delta r = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ,  $\eta = 0,2$ ,  $\delta \lambda / \Delta \lambda = 4$ ,  $3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tau = 3 \text{ нсек}$ ,  $s = 10^{-6} \text{ Дж/см}^2$ , имеем  $E\tau = 10^{-5} \text{ Дж/см}^2 > s$ . Проведенные оценки показывают, что томсоновский механизм рассеяния позволяет объяснить полученные экспериментальные данные по рассеянию на основной частоте.

Обратимся теперь к вопросу о генерации излучения на частоте  $2\omega_0$  при  $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Данный эффект может быть обусловлен характером движения электрона в поле сильной электромагнитной волны <sup>6</sup>.

Определим величину  $E\tau$ , учитывая, что в этом случае  $\delta \lambda / \Delta \lambda = 6,7 \cdot 10^{-2}$ ,  $\eta = 3 \cdot 10^{-2}$ , а  $s = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Дж/см}^2$ . Подставляя численные значения параметров имеем  $E\tau = 3 \cdot 10^{-10} \text{ Дж/см}^2$ .

Таким образом, хотя формально указанный механизм и объясняет возможность генерации излучения на частоте  $2\omega_0$  при  $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , но величина энергии в предположении изотропности рассеяния оказывается недостаточной для регистрации. Следовательно, напрашивается вывод об анизотропном характере рассеяния на частоте  $2\omega_0$ . Однако, чтобы окончательно ответить на этот вопрос необходимы детальные исследования диаграммы направленности излучения.

Сделаем некоторые замечания по поводу резкой границы области излучения. Наличие такой границы говорит о том, что движение электронов в пространстве является ограниченным. Причиной этого может служить генерация магнитных полей потоками заряженных частиц и образовании филаментов в лазерной плазме <sup>7</sup>.

Интегрально за время наблюдения можно считать, что в объеме плазмы существует некоторое среднее поле, которое при ее разлете начинает существенным образом сказываться на характере движения электронов, искривляя их траекторию в направлении центра мишени. Величину поля легко оценить:

$$H_{\text{ср}} \sim \frac{m_e v_{T_e}^* c}{e R},$$

где  $R$  — радиус кривизны в точке поворота,  $v_{T_e}^*$  — тепловая скорость электронов при температуре  $10 kT_e$ .

При  $R = 200 \text{ мкм}$ ,  $v_{T_e}^* \sim 6 \cdot 10^9 \text{ см/с}$  ( $kT_e \sim 1 \text{ кэВ}$ ) имеем:

$$H_{\text{ср}} \sim 2 \cdot 10^4 \text{ Гс.}$$

Плотность энергии такого поля составит величину  $w = H_{\text{ср}}^2 / 8\pi \sim 1,6 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$ . Следовательно, в объеме плазмы ( $V_{\text{пл}} = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$ ) заключена энергия, соответствующая полю  $H_{\text{ср}} \sim 7 \cdot 10^3 \text{ Дж}$ , что существенно ниже поглощенной энергии ( $E_{\text{погл}} = 300 - 500 \text{ Дж}$ ). Таким образом, в корональной оболочке плазмы может иметь место генерация магнитных полей с напряженностью до нескольких десятков килогаусс.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.В.Афанасьеву, В.В.Пустовалову и А.А.Рупасову за полезное обсуждение результатов работы.

#### Литература

1. Басов Н.Г., Бычков Ю.В., Крохин О.Н. и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 1829.
2. McLean E.A., Stamper J.A., Ripin B.H., Gniem H.R., McMahon J.M., Bodner S.E. Appl. Phys. Lett., 1977, 33, 825.

3. *Isichenko M.V., Yan'kov V.V.* Phys. Lett., 1982, 90A, 248.
4. *Басов Н.Г., Данилов А.Е., Круглов Б.В. и др.* Квантовая электроника, 1982, 9, 395.
5. *Басов Н.Г., Данилов А.Е., Калашников М.П. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 109.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Н.* Теория поля. М.: Наука, 1973, с. 504.
7. *Алиев Ю.М., Быченков В.Ю., Фролов А.А.* Препринт ФИАН, 1982, №189, с. 7.

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

Поступила в редакцию  
14 сентября 1983г.

---