

## ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ ЧЕТВЕРТИ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

*А.И.Авров, В.Ю.Быченко, О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов,  
А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, В.Т.Тихончук,*

*А.С.Шиканов*

Приведены результаты экспериментальных измерений генерации гармоники  $3/2\omega_0$  при сферическом нагреве полых микросфер из стекла излучением мощного неодимового лазера. На основании теории параметрической турбулентности показана возможность определения электронной температуры и характерного размера неоднородности плазмы в области четверти критической плотности по спектру и интенсивности гармоники  $3/2\omega_0$ .

Экспериментальные исследования генерации лазерной плазмой гармоники  $3/2\omega_0$  проводились при сферическом нагреве полых микросфер из стекла  $\text{SiO}_2$  (диаметр сферы  $\varnothing \approx 70 \div 95$  мкм, толщина стенки  $\Delta = 1,2 \div 3,6$  мкм) на девятиканальной лазерной установке "Кальмар" [1] на неодимовом стекле<sup>1)</sup>. В качестве активного элемента задающего генератора использовался иттрий-алюминиевый гранат. Полуширина линии излучения на выходе лазерной установки была  $\approx 10 \text{ \AA}$  ( $\lambda_0 \approx 10640 \text{ \AA}$ ). Излучение лазера с помощью девяти двухлинзовых систем ( $f = 20 \text{ см}$ ) фокусировалось в вакуумную камеру.

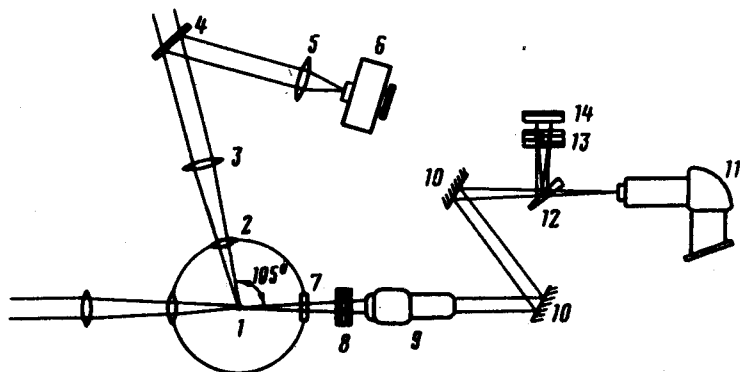


Рис. 1: Схема расположения спектральной диагностической аппаратуры: 1 - мишень, 2 и 3 - одна из фокусирующих систем, 4 - плоскопараллельная пластина, 5 - линза, 6 - спектрограф МДР-2, 7 - диагностическое окно, 8 - светофильтры, 9 - длиннофокусный объектив, 10 - зеркала, 11 - спектрограф ИСП-51, 12 - одноградусный клин, 13 - светофильтры, 14 - кассета

Длительность светового импульса  $\approx 2,5$  нсек по основанию, длительность переднего фронта  $\leq 0,5$  нсек, величина энергетического контраста излучения  $\sim 10^6$ . Световая энергия в области мишени составляла

<sup>1)</sup> Генерация гармоники  $3/2\omega_0$  для случая острой фокусировки греющего излучения на плоскую мишень исследовалась в [2 - 4].

100 ÷ 120 дж. Диаметр светового пучка в плоскости мишени ~150 мкм. Средняя плотность потока на поверхности мишени  $q \approx 10^{14}$  вт/см<sup>2</sup>.

Исследование генерации гармоники  $3/2\omega_0$  велось в двух направлениях (рис. 1), угол между которыми составлял  $\approx 105^\circ$ . В первом направлении изображение мишени (1) передавалось на щель дифракционного спектрографа МДР-2 (6) через одну из фокусирующих систем (2 и 3) и линзу (5), т.е. наблюдение велось назад по отношению к одному из греющихся пучков в телесном угле  $3 \cdot 10^{-2}$  стерад. Во втором направлении изображение передавалось через диагностическое окно (7) посредством объектива (9) ( $f = 300$  мм) с восьмикратным увеличением на щель призменного спектрографа ИСП-51 [11]. Направление наблюдения совпадало с направлением одного из греющихся пучков. Телесный угол наблюдения составлял  $\approx 3 \cdot 10^{-3}$  стерад.

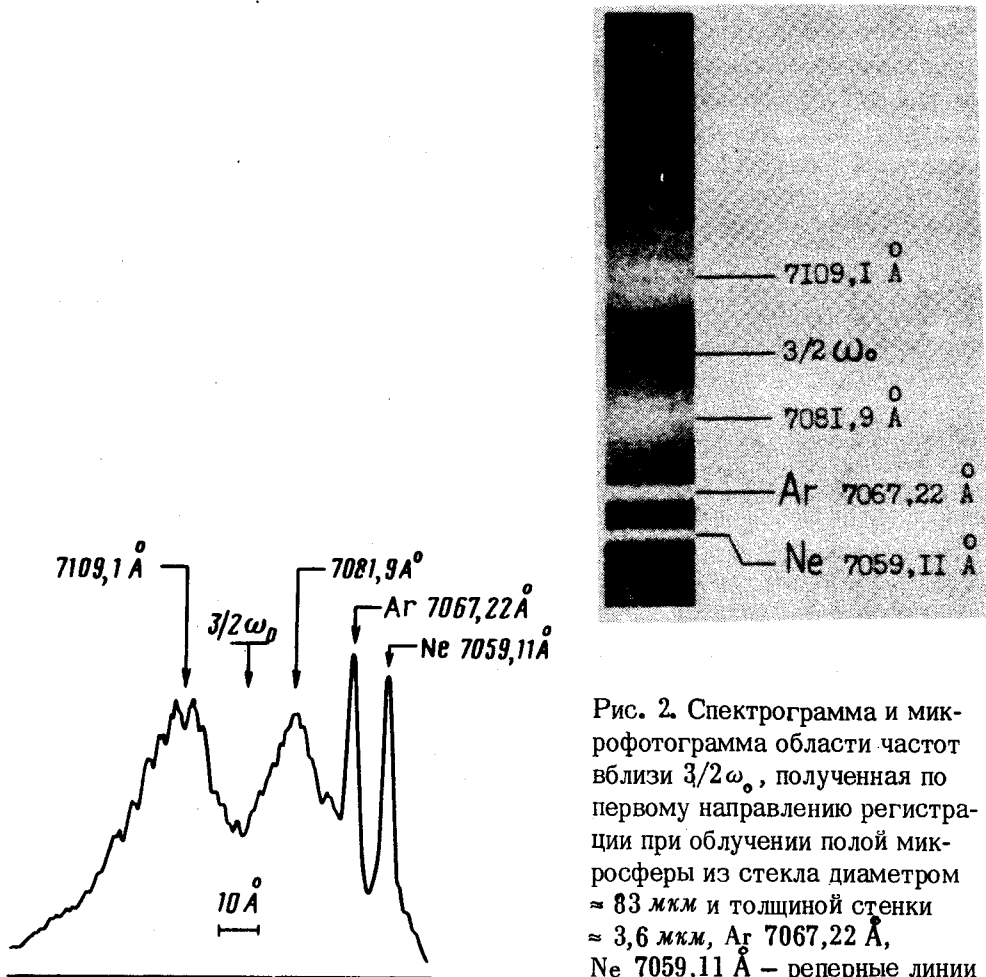


Рис. 2. Спектрограмма и микрофотограмма области частот вблизи  $3/2\omega_0$ , полученная по первому направлению регистрации при облучении полой микросферы из стекла диаметром  $\approx 83$  мкм и толщиной стенки  $\approx 3,6$  мкм, Ar 7067,22 Å, Ne 7059,11 Å – реперные линии

В обоих направлениях была зарегистрирована генерация гармоники  $3/2\omega_0$  с ярко выраженной дублетной структурой, содержащей две компоненты, красную, смещенную от номинального значения  $2/3\lambda_0 \approx 7093,3$  Å в сторону больших длин волн на величину от 15 до 32 Å и синюю, менее интенсивную, смещенную от номинального значения в

сторону меньших длин волн на величину от 7 до 13 Å, а расстояние между компонентами менялось в разных вспышках от 27 до 42,5 Å. Положение минимума между пиками с точностью до 2 – 3 Å соответствовало номинальному значению  $2/3 \lambda_0$ . Отношение интенсивностей синей и красной компонент менялось от 0,35 до 0,95. Для спектрограммы, приведенной на рис. 2 полуширина красной компоненты составляла  $\sim 33$  Å, синей  $\sim 24$  Å, полная ширина всего распределения по уровню  $1/10$  максимальной интенсивности составляла  $\sim 80$  Å. Практически на всех спектрограммах  $3/2 \omega_0$ , полученных по обоим направлениям наблюдения, обнаружены модуляции спектрального распределения интенсивности излучения с расстоянием между пиками от 3,5 до 11,5 Å.

Абсолютные измерения энергии гармоники  $3/2 \omega_0$ , проведенные по второму направлению показали, что она достигает величины  $10^{-2}$  эрг (для мишени  $\varnothing 83$  мкм,  $\Delta \approx 3,6$  мкм), что в предположении изотропности излучения гармоники приводит к величине  $3,5 \cdot 10^{-6}$  дж  $4\pi$  стерад и дает коэффициент трансформации в гармонику  $\sim 10^{-7}$ .

Генерация гармоники  $3/2 \omega_0$  связана с возбуждением в плазме параметрической неустойчивости типа распада световой волны с частотой  $\omega_0$  на два плазмона с частотами  $\omega_0/2$  в области четверти критической плотности. Возникающая при этом параметрическая турбулентность плазмы приводит к генерации поперечной волны с частотой  $3/2 \omega_0$ , либо вследствие слияния падающей световой волны с параметрически возбуждаемым электронным плазменным колебанием (процесс  $l + t \rightarrow t$ ), либо вследствие слияния трех плазменных волн (процесс  $3l \rightarrow t$ ). Хотя второй из указанных механизмов является нелинейным процессом более высокого порядка малости, в ряде практически интересных случаев он оказывается более существенным, чем процесс  $l + t \rightarrow t$ , так как вероятность процесса  $l + t \rightarrow t$  мала вследствие невозможности выполнения условия резонанса по длинам волн, поскольку  $k_l$  – волновой вектор продольных плазменных волн много больше  $k_{3/2}$  – волнового вектора гармоники  $3/2 \omega_0$  и  $k_0$  – волнового вектора волны накачки,  $k_{3/2} \neq k_l + k_0$ .

Используя уравнение нелинейного взаимодействия волн в плазме [5] и выражения [6] для уровня турбулентности волн при двухплазменном параметрическом распаде, можно получить следующее выражение для плотности потока энергии  $q_{3/2}$  в гармонике  $3/2 \omega_0$ .

$$q_{3/2} \approx 2,3 \cdot 10^{-17} q^{3/2} T_e^{3/2} A \frac{a}{\lambda_0} \left(1 - \frac{1}{p}\right)^2 \left(1 + 1,4 \cdot 10^6 \frac{\lambda_0^2 T_e^2}{za}\right)^{-1/2} \times \\ \times \left[1 + 78,3 T_e^4 \frac{A^2}{z^3} \left(1 - \frac{1}{p}\right)^4 \left(1 + 1,4 \cdot 10^6 \frac{\lambda_0^2 T_e^2}{za}\right)^{-1}\right]. \quad (1)$$

Здесь  $q_{3/2}$  и  $q$  измеряются в  $вт/см^2$ , температура электронов  $T_e$  – в  $кэв$ , длина волны накачки  $\lambda_0$  и характерный размер неоднородности плотности плазмы  $a$  в четверти критической плотности измеряются в  $см$ .  $A$  и  $z$  – атомный вес и заряд вещества мишени.  $p^2 = q/q_{пор}$  – превышение потока волны накачки над порогом параметрической двухплаз-

монной неустойчивости [7]. В работе [8] средняя плотность потока была меньше порогового ( $q \approx 10^{13}$  *вт/см<sup>2</sup>*). Это позволяет понять причину отсутствия генерации гармоники  $3/2\omega_0$  в условиях работы [8].

Первое слагаемое (1) обусловлено процессом  $l + t \rightarrow t$ , а второе —  $3l \rightarrow t$ . Спектр гармоники  $3/2\omega_0$  состоит из двух (красного и синего) сателлитов, сдвинутых на величину

$$\delta\omega_{3/2} \approx 4,8 \cdot 10^{-3} T_e \omega_0 |\cos \theta|, \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{k}_{3/2}$  и  $\mathbf{k}_0$ ,  $T_e$  — в *кэв*. Формула (2) позволяет определить  $T_e$  непосредственно по спектру гармоники  $3/2\omega_0$ . Имея в виду доплеровский сдвиг частоты за счет гидродинамического разлета плазмы, смещение сателлитов может быть определено по величине половины расстояния между пиками. Поскольку среднее значение угла составляет  $\theta \approx 120^\circ$ , то согласно (2) получаем  $T_e = 1$  *кэв*. При такой температуре средняя кратность ионизации стеклянной мишени ( $A = 20$ ) составляет  $z \approx 9,6$ . Используя экспериментально полученный коэффициент трансформации, по формуле (1) находим характерный размер неоднородности плотности  $a \approx 10^{-2}$  *см*. При найденных параметрах плазмы порог двухплазмонного распада  $q_{\text{пор}} \approx 5 \cdot 10^{13}$  *вт/см<sup>2</sup>*  $p^2 \approx 2$ . При этом получаем, что первое и второе слагаемые в (1) по порядку величины совпадают, т.е. процессы  $l + t \rightarrow t$  и  $3l \rightarrow t$  равновероятны. При больших потоках накачки процесс  $3l \rightarrow t$  будет основным.

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

Поступила в редакцию  
22 июля 1976 г.

### Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков, С.И.Федотов, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 62, 203, 1972.
- [2] P.Lee, D.V.Giovanielli, R.P.Godwin, G.H.McCall. Appl. Phys. Lett., 24, 406, 1974.
- [3] H.C.Pant, K.Eidmann, P.Sachsenmaier, R.Sigel. Optic. Comm., 16, 396, 1976.
- [4] J.L.Bobin, M.Decroisette, B.Meyer, Y.Vitel. Phys. Rev. Lett., 30, 594, 1973; M.Decroisette, B.Meyer, Y.Vitel. Phys. Rev. Lett., 45, 443, 1973.
- [5] В.В.Пустовалов, В.П.Силин. Труды ФИ АН СССР, 61, 42, 1972.
- [6] В.Ю.Бычечков, В.В.Пустовалов, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. Физика плазмы, 2, № 6, 1976; Препринт ФИ АН СССР № 45, 1976.
- [7] В.П.Силин, А.Н.Стародуб. ЖЭТФ, 66, 178, 1974.
- [8] Н.Г.Басов, А.А.Кологривов, О.Н.Крохин, А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 23, 474, 1976.