

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.520-523

5 мая 1969 г.

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ХОДА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ
ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ**

*Н.Г.Басов, В.А.Бойко, В.А.Грибков, С.М.Захаров, О.Н. Крохин,
Г.В.Склизков*

1. Для понимания процессов, сопровождающих высокотемпературный разогрев вещества мощным лазерным излучением [1], представляет несомненный интерес измерение временного хода температуры. Как показано в предыдущих экспериментах [2], максимальная электронная температура T_e плазмы, образующейся при фокусировании импульса лазера с мощностью несколько гигаватт на поверхность твердого ве-

щества в вакууме (лазерный факел), достигает 200–300 эв при плотности электронов $n_e = 10^{21-22}$. Характерное для таких условий тепловое рентгеновское излучение используется в настоящем эксперименте для временной диагностики плазмы лазерного факела.

2. Плазма создавалась с помощью лазера со следующими параметрами импульса излучения: энергия до 30 Дж, длительность по полувысоте – 15 нсек, по основанию – 35 нсек. Излучение фокусировалось линзой $f = 5$ см на поверхность углеродной мишени, помещенной в вакуум 10^{-6} тор. Температура наиболее горячей части факела измерялась методом поглотителей по мягкому рентгеновскому излучению, которое регистрировалось двумя фотоумножителями с пластическими сцинтилляторами [3]. Методика позволяет определять с разрешением $\pm 2,5$ нсек) временной ход рентгеновского излучения плазмы, проходящего через бериллиевые фильтры плотностью 15,5 и 31 мг/см², при одновременном контроле формы лазерного импульса. Временная корреляция всех трех каналов не хуже 1 нсек. На рисунке представлены осциллограммы импульсов и электронная температура T_e , определенная по отношению сигналов с фотоумножителей с использованием расчетных данных работ [4]. Оценки показывают [3], что в нашем случае доминирующую роль в регистрируемом через бериллиевые фильтры излучении играет рекомбинационное излучение свободно связанных переходов на основной уровень водородоподобных ионов C VI и что оптическая толщина плазмы менее 0,03 для $\lambda < 10 \text{ \AA}$.

3. Несмотря на существенное изменение интенсивности лазерного излучения $F(t)$ в течение длительности импульса, электронная температура T_e изменяется слабо (см. рисунок). Этот результат может быть интерпретирован следующим образом.

Температура горячей плазмы, возникающей у поверхности мишени в условиях нашего эксперимента (плотности потока $\sim 10^{12}$ см/см², диаметр фокусного пятна $\sim 10^{-2}$ см и длительности импульса ~ 15 нсек), определяется мгновенным значением плотности потока излучения [5]. Изменение во времени средней плотности потока $q = F / \pi d^2$ ($d = 2f\theta(t)$ – характерный диаметр пятна фокусировки) обуславливается временной зависимостью расходимости лазерного излучения $\theta(t)$. Согласно [6], $\theta(t)$ увеличивается в течение фронта нарастания импульса от $2,5 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ рад, а затем уменьшается на спаде. При этом d

меняется в пределах от 0,025 до 0,3 мкм. Таким образом, при соответствующих зависимостях $F(t)$ и $\theta(t)$ величина q может сохранять постоянное значение, обеспечивая тем самым постоянство T_e в течение большей части лазерного импульса.

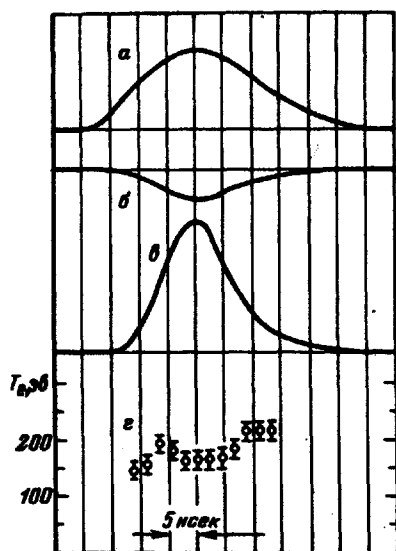


Рис.1. Осциллограммы регистрируемых сигналов и временная зависимость T_e : а – импульс лазерного излучения; б – сигнал с фотоумножителя при толщине фильтра 31 мг/см²; в – сигнал с фотоумножителя, фильтр 15,5 мг/см²; г – электронная температура. Временное разрешение фотоумножителей 5 нсек. Точность корреляции сигналов не хуже 1 нсек. Энергия лазера 27 дж

В заключение на основании приведенных данных отметим, что для повышения температуры нагреваемой плазмы необходимо помимо увеличения энергии и мощности лазеров, принимать специальные меры по увеличению плотности потока излучения, главным образом, за счет уменьшения расходимости пучка и использования специальной оптики.

Результаты измерений временного хода температуры во время нагрева плазмы импульсом излучения при различных параметрах лазерного излучения и подробное их обсуждение будет опубликовано в отдельной работе.

Авторы благодарны И.Л.Бейгману, А.В.Виноградову за обсуждения и О.В.Гусевой и И.П.Тиндо за полезные консультации.

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

Поступила в редакцию
3 марта 1969 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
[2] Н.Г.Басов, В.А.Грибков, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. ЖЭТФ, 53,

1073, 1968; Н.Г.Басов, В.А. Бойко, Ю.П.Войнов и др. *Revue Roumaine de Physique*, 13, 97, 1968; N.G.Basov, O.N.Krokhin, G.V.Sklizkov. *Applied Optics*, 6, 1814, 1967; D.D. Burgess, B.C.Faurett, N.T.Peacock. *Proc. Phys. Soc.*, 92, 805, 1967; B.C.Boland, F.E.Irons, R.W.P.Mc Whirter *Proc. Phys. Soc.*, 1, 1180, 1968.

- [3] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, В.А.Грибков и др. Препринт № 111, М., ФИАН.
- [4] F.C.Iahoda, E.M.Little, W.E.Quinn, G.A.Sawyer, T.F.Stratton. *Phys. Rev.*, 119, 843, 1960; R.S.Elton, N.V.Koth, *Applied Optics*, 6, 2071, 1967.
- [5] И.В.Немчинов. *ПММ*, 31, 300, 1967.
- [6] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков, *ДАН*, 173, 538, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.523-526

5 мая 1969 г.

О ПОВЕДЕНИИ СЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИЙ С ОБРАЗОВАНИЕМ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

А.Е.Кудрявцев

В энергетическом ходе сечений вблизи порога какого-либо неупругого процесса наблюдаются корневые особенности (так называемые "каспы") [1]. Для ядерных реакций энергетическая протяженность каспа составляет несколько десятков килоэлектрон-вольт.

В настоящей работе исследуется поведение сечений реакций на энергетическом интервале, в котором существует совокупность порогов возбуждения нестабильных состояний ядер j ($j = 0, 1, \dots, N$) имеющих общие каналы распада. При этом расстояние между порогами может быть меньше протяженности каспа.

Рассмотрим случай, когда ширина одного из уровней (с индексом 0) удовлетворяет неравенству:

$$\Gamma_0 \gg \Gamma_i \quad (i = 1, 2, \dots, N). \quad (1)$$