

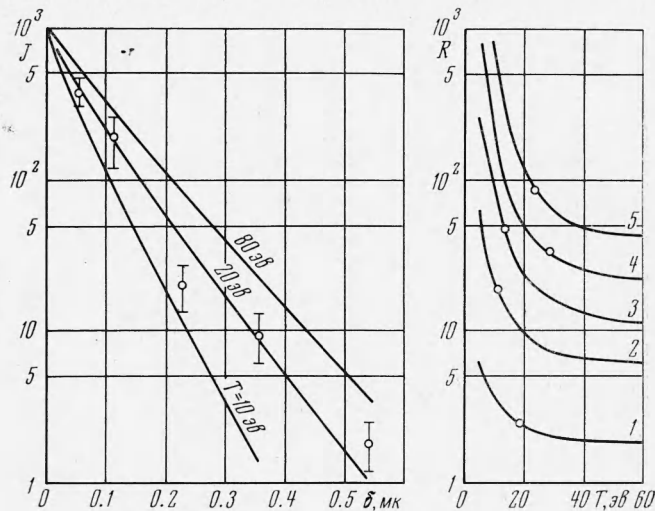
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКОЙ И ВИДИМОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

Г. Г. Долгов-Савельев, В. Н. Карюшин

(Новосибирск)

По измерениям в области мягкого рентгеновского излучения методом фольг определена температура лазерной плазмы $T_e \approx 20$ эв. Измерения интенсивности излучения в непрерывном спектре в видимой области дают значения температуры $T \approx 15$ эв для участков плазмы, непрозрачных в видимой области спектра.

Схема эксперимента. Плазма создавалась при облучении импульсом Nd^{3+} лазера мишеней из LiH размерами $0.1 \div 0.3$ мм в вакуумной камере. Использовался вариант пролетных мишеней [1] и вариант с мишенью, помещенной в область фокуса на острие



Фиг. 1

иглы. Усредненная по фокальному пятну плотность потока лазерного излучения составляет $\sim 5 \cdot 10^{10}$ $вт/см^2$ в момент максимума лазерного импульса при полуширине ~ 30 нсек. Начальное давление в камере 10^{-5} тор. Исследовалось излучение из плазмы, выходящее внутри малого телесного угла под углом 45° (навстречу) к оси лазерного пучка.

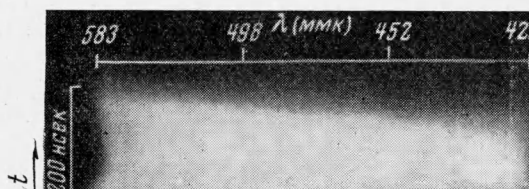
Рентгеновские измерения. Предварительная оценка температуры плазмы по данным магнито-зондовых измерений дала значение $T_e \sim 10$ эв. При таких низких температурах основная доля тормозного рентгеновского излучения лежит в области ~ 500 Å и измерения с помощью фотоумножителей труднодоступны из-за низкой эффективности сцинтилляторов. Поэтому для определения температуры плазмы по рентгеновскому излучению методом фольг [2] для регистрации рентгеновского излучения использовался проточный пропорциональный счетчик с аргоно-метановым наполнением (90% Ar и 10% CH_4). Конструкция счетчика аналогична описанной в работе [3], входное окно закрыто пленкой нитроцеллюлозы толщиной 2,5 мк.

Необходимым условием пропорциональности между амплитудой сигнала со счетчика и регистрируемым потоком излучения является достаточно малая длительность импульса излучения $\tau \ll t$, где t — время собирания электронной компоненты в счетчике. Обычно $t \geq 10^{-7}$ сек, величину τ можно положить равной длительности лазерного импульса ~ 30 нсек, так что указанное требование можно считать выполненным.

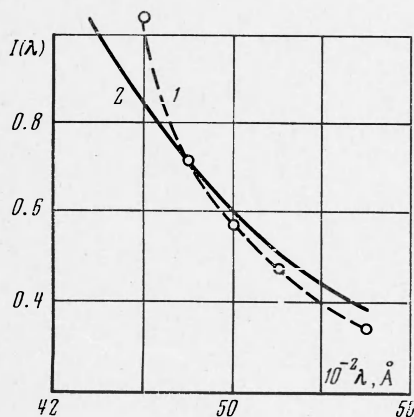
Исследовалось поглощение рентгеновского излучения плазмы в алюминиевых пленках толщиной до 0,45 мк, нанесенных методом испарения алюминия в вакууме на подложки из нитроцеллюлозы толщиной $\sim 0,2$ мк. Толщина приготовленных слоев алюминия измерялась на микроинтерферометре МИИ-4 по контрольным образцам на стеклянных подложках. Сравнение экспериментально найденной зависимости интенсивности потока от толщины поглотителя с калибровочными кривыми [2] показало,

что в исследуемом случае $T_e < 100$ эв. Для более точного определения температуры были построены расчетные зависимости интенсивности прошедшего рентгеновского излучения от толщины поглотителя для разных температур плазмы. На фиг. 1 представлена зависимость интенсивности J пропущенного рентгеновского излучения от толщины слоя ослабителя δ и зависимость отношения R пропускания поглотителей разной толщины от температуры. Точками указаны экспериментальные значения. Кривые 1—5 соответствуют комбинациям слоев алюминия и нитроцеллюлозы с толщинами (в микронах) $(0 + 2.5)/(0.035 + 2.7)$, $(0.035 + 2.7)/(0.14 + 3.4)$, $(0 + 2.5)/(0.14 + 3.4)$, $(0.035 + 2.7)/(0.22 + 3.8)$, $(0 + 2.5)/(0.22 + 3.8)$. Расчеты значительно упрощаются тем обстоятельством, что коэффициент поглощения нитроцеллюлозы имеет провал в области $\lambda = (43-60)$ Å, вследствие чего основная доля регистрируемого излучения лежит в этом диапазоне длин волн. Необходимые для расчетов сведения о коэффициентах поглощения нитроцеллюлозы и алюминия взяты из работ [4] и [5] соответственно. Сравнение с экспериментальными данными (фиг. 1) дает для температуры плазмы величину $T_e \approx 20$ эв. Значительный разброс ($\sim \pm 10$ эв) в полученных значениях температуры связан, по-видимому, с ошибками в измерениях толщины поглощающих пленок.

Измерения в видимой области спектра. Определение параметров лазерной плазмы по интегральным за импульс спектрам излучения производилось в работе [6] в видимой области спектра и в [7,8] в области вакуумного ультрафиолета. В данной работе исследовались характеристики развернутого во времени спектра свечения плазмы в видимой области.



Фиг. 2



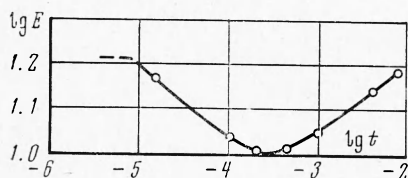
Фиг. 3

Полученная кривая спектральной плотности излучения плазмы (см. фиг. 3, кривая 1) близка к распределению для абсолютно черного тела в области Рэлея — Джинса (фиг. 3, кривая 2). По измеренным спектральным интенсивностям можно определить значение некоторой эффективной температуры, усредненной по оптической глубине излучающей плазмы. Размер области усреднения $\sim 0,1$ мм, что подтверждается наблюдаемым в экспериментах эффектом резкого убывания интенсивности свечения при удалении от фокуса, а также значительными градиентами коэффициента поглощения плазмы вблизи зоны непрозрачности [9].

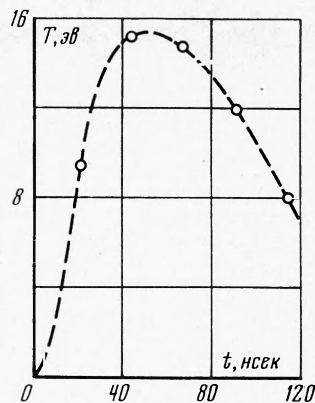
Для определения температуры абсолютно черного тела по излучению в области $h\nu/kT \ll 1$ необходимо провести измерения абсолютной интенсивности излучения. С этой целью фотографировался спектр свечения лампы СИ10—300 (без развертки). На полученных снимках выбирались участки спектра с одинаковым по отношению к спектру плазмы почернением, затем измерялся поток мощности в выбранном участке спектра сравнения вакуумным термоэлементом VTh-1. Температура плазмы T определяется по формуле

$$J_1(\lambda_0) t_1 = 2\pi hc^2 \lambda_0^{-5} [\exp(hc/kT\lambda_0) - 1]^{-1} \Delta\lambda k_1 k_2 t_2$$

Здесь $J_1(\lambda_0)$ и t_1 — соответственно измеренный поток мощности в участке $\{\lambda_0, \lambda_0 + \Delta\lambda\}$ спектра сравнения и экспозиция при фотографировании этого спектра; k_2 — коэффициент, учитывающий пропускание спектрографа и геометрию эксперимента; t_2 — временное разрешение на развертке спектра плазмы, составляющее в экспериментах 4.6 нсек; k_1 — коэффициент, учитывающий зависимость чувствительности фотопленки от длительности экспозиции. Для нахождения этой зависимости проводился дополнительный эксперимент, в котором фотографировалось свечение лампы ИФК-2000 через девятиступенчатый ослабитель с экспозициями от 10^{-5} до 10^{-3} сек, осуществлявшимся с помощью ячейки Керра, и одновременно с помощью ФЭУ регистрировалась интенсивность светового потока в вырезанном затвором импульсе. Результаты эксперимента приведены на фиг. 4 для пленки РФ-3 в виде изоопакти для плотности почернения $S = 0.72$, характерной для снимков спектра плазмы. Экспозиция при фотографировании развертки спектра плазмы, которую надо учитывать при определении чувствительности по кривой на фиг. 4, определяется временем люминесценции экрана ЭОП и составляет $\approx 15 \div 20$ мсек.



Фиг. 4



Фиг. 5

По полученному набору экспериментальных данных значение температуры плазмы в момент максимума лазерного импульса составляет 15 ± 2 эВ, что удовлетворительно согласуется с рентгеновскими измерениями. Временной спад температуры (фиг. 5) после окончания лазерного импульса, полученный по спектральной интенсивности интегрального по объему излучения плазмы, происходит значительно медленнее, чем по закону $\sim t^{-2}$, который должен иметь место при адиабатическом разлете заданной массы газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ при радиальном распределении скоростей в виде $v = \dot{R}r/R$, где \dot{R} и R — асимптотическая скорость и радиус границы области газа, охваченной автомодельным движением. Частично этот эффект может быть связан с интенсивными процессами трехчастичной рекомбинации в плотной плазме центральной зоны. Кроме того, быстрое расширение внешних слоев после окончания лазерного импульса может сопровождаться существенными отклонениями системы от равновесного распределения по уровням энергии [10], поэтому к полученным по измеренным спектральным интенсивностям значениям температуры следует относиться с известной долей осторожности. Количественная оценка указанных эффектов затруднена из-за отсутствия данных о локальных значениях параметров плазмы и существенно рекомбинационным характером наблюдаемого спектра при температурах ≤ 30 эВ [11].

Авторы благодарны В. Е. Панченко и М. Ю. Лельчуку за помощь в проведении рентгеновских измерений, а также А. М. Оришичу и А. И. Шушаро за участие в экспериментах по оптической диагностике.

Поступила I VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Долгов-Савельев Г. Г., Карнюшин В. Н. Инжектор частиц гидрида лития для экспериментов с лазерной плазмой. Приборы и техника эксперимента, 1970, № 3.
2. Jahoda F. C., Little E. M., Quinn W. E., Sawyer G. A., Stratton T. F. Continuum radiation in the X Ray and visible regions from a magnetically compressed plasma. Phys. Rev., 1960, vol. 119, No. 3.
3. Лукирский А. П., Ершов О. А., Брытов И. А. Работа пропорциональных счетчиков в области ультрамягкого рентгеновского излучения. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1963, т. 27, № 6.

4. Лукирский А. П., Фомичев В. А., Брытов И. А. Коэффициенты поглощения нитроцеллюлозы и полистирола в области ультрамягкого рентгеновского излучения от 8 до 410 Å. Оптика и спектроскопия, 1966, т. 20, вып. 2.
5. Фомичев В. А., Лукирский А. П. Коэффициенты поглощения алюминия в области ультрамягкого рентгеновского излучения с длиной волны от 23.6 до 410 Å. Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, вып. 5.
6. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Бойко В. А., Зуев В. С., Крохиль О. Н., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Стойлов Ю. Б. Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 6.
7. Burgess D. D., Fawcett V. C., Peakock N. J. Vacuum ultraviolet emission spectra from laser-produced plasmas. Proc. Phys. Soc., 1967, vol. 92, pt 3, No. 577.
8. Басов Н. Г., Бойко В. А., Войнов Ю. П., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Склизков Г. В. Получение спектров многозарядных ионов при фокусировке излучения лазера на твердую мишень. Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 6.
9. Басов Н. Г., Бойко В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Нагревание и разлет плазмы, образующейся при воздействии сфокусированного гигантского импульса лазера на твердую мишень. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 4.
10. Гудзенко Л. И., Филиппов С. С., Шелепин Л. А. Ускоренно рекомбинирующая плазменная струя. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 4.
11. Коган В. И. Рекомбинационное излучение водородной плазмы. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., изд-во АН СССР, 1958, стр. 99.

УДК 533.9

О ПАРАМЕТРЕ ПОДОБИЯ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

А. И. Морозов, А. П. Шубин

(Москва)

Характер приэлектродных слоев, возникающих при диссипативном течении плазмы в канале сильноточного ускорителя с собственным магнитным полем, существенно зависит от степени проявления эффекта Холла [1,2]. О характере приэлектродных слоев можно судить по величине вводимого ниже параметра подобия.

О степени проявления эффекта Холла можно судить по величине параметра обмена ξ [3]. При малых ξ ($\xi \rightarrow 0$), когда ионные и электронные траектории направленного движения практически совпадают, проникновение возмущений с электродов в глубь потока плазмы подчиняется законам скин-эффекта. Однако при $\xi \geq 1$ различие траекторий существенно; это приводит к тому, что возмущения распространяются вдоль электронных траекторий от катода [1] и образуется прианодный электромагнитный слой. Можно сказать, что эффект Холла, т. е. перенос вдоль электронных траекторий, делает прикатодный слой более широким, а прианодный — более узким, так что при сильно-выраженном эффекте Холла прикатодный слой распространяется на весь поток и остается лишь прианодный слой.

Толщина скин-слоя δ_s определяется диффузией плазмы в магнитном поле и по порядку величины равна

$$\delta_s \sim L \left(\frac{c_T^2}{v_M^2 \lambda L R_m} \right)^{1/2} \quad \left(R_m = \frac{v_M L}{\nu_m} \right)$$

Здесь L — длина ускорителя, R_m — магнитное число Рейнольдса ($R_m \gg 1$), v_M — максимальная скорость истечения, c_T — скорость звука на входе в канал, $\lambda = l^{-1}$, где l — длина волны возмущения в продольном направлении. Так как $l \ll L$, то $\lambda L \gg 1$.