

ЛЕКЦИЯ 7. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В области плотностей потока лазерного излучения $q \lesssim 10^8 \div 10^9$ Вт/см² уже возможно образование плазмы, причем образующая плазма так же, как и частицы конденсата, может поглощать и рассеивать лазерное излучение. В этом случае наиболее важную роль играют поглощение возбужденными атомами и электронами (тормозное излучение и фотопоглощение), а также поглощение частицами конденсата.

Начальная плотность частиц в образующемся газе (паре) n_0 достаточно высока, поэтому длина свободного пробега частиц гораздо меньше всех характерных геометрических размеров при расширении такого газа (пара) в вакуум или в среду. Это означает, что здесь происходит не молекулярное течение газа, а гидродинамическое, т.е. режим течения газа как целого.

Условно структуру эрозионной лазерной плазмы можно разделить на три области (см. рис.1):

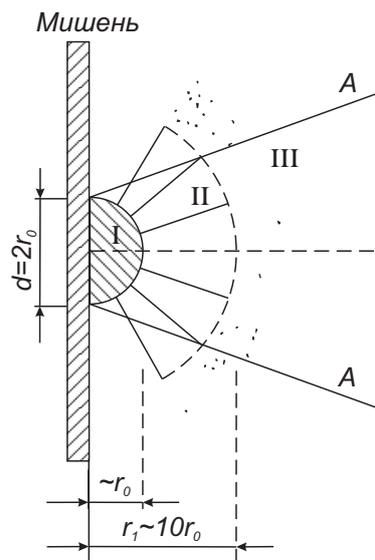


Рис. 1: Характерные области лазерной плазмы.

I - плотное горячее ядро плазменного факела, поглощающее лазерное излучение.

II- зона ускорения, в которой тепловая энергия плазмы переходит в энергию направленного газодинамического движения.

III - область, в которой скорость частиц выходит на асимптотическое значение, а тепловая энергия плазмы существенно меньше энергии направленного движения.

Исследования лазерной плазмы распадаются на две группы:

1) – Исследование плазменного сгустка в момент образования. Здесь применяются методы оптической спектроскопии и интерферометрии.

2) – Изучение бесстолкновительной лазерной плазмы на поздних стадиях разлета с помощью коллекторных и масс-спектрометрических методов. На этой стадии реализуются следующие цели: получение количественной информации о ионной и электронной составляющих лазерной плазмы; исследование энергетических и пространственных спектров ионов, идентификация массового состава образующихся ионов.

Основными характеристиками плазмы следует считать ионную (электронную) температуру и концентрацию ионов (электронов)

В случае, если частота электрон-ионной релаксации меньше времени жизни плазмы $\tau_{ei} < \tau_p$, то можно считать, что электронная и ионная температура плазмы совпадают: $T_e \simeq T_i$ и для характеристики плазмы использовать значение электронной температуры. Как показывают экспериментальные данные, зависимость электронной температуры плазмы от плотности мощности лазерного излучения достаточно хорошо описываются функцией $T_e \sim q^{4/9}$. При $q = 10^9 \div 10^{11}$ T_e лежит в пределах $10 \div 100$ эВ (см. рис.2).

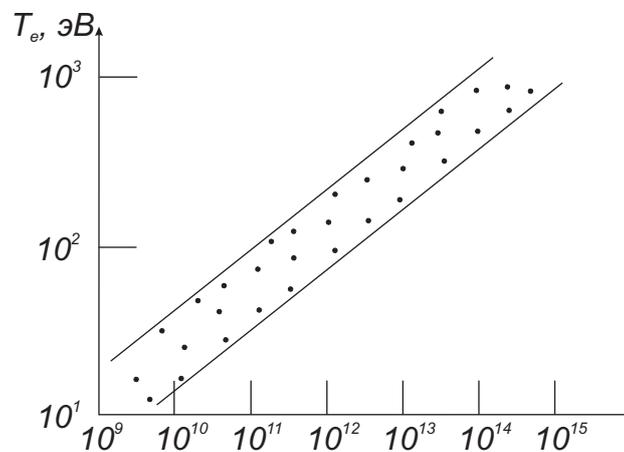


Рис. 2: Зависимость электронной температуры плазмы от плотности мощности лазерного излучения.

При этом наблюдается интересная особенность: T_e для мишеней из легких элементов, начиная от водорода и тяжелых элементов - молибдена, вольфрама практически не отличаются. Это объясняется тем, что несмотря на значительное увеличение затрат

энергии на ионизацию при увеличении заряда z , потери на нее компенсируются увеличением доли поглощенной энергии, т.к. коэффициент поглощения растет как z^2 . В результате T_e мало чувствительна к заряду и массе образующихся ионов.

Зависимость $T_e \sim q^{4/9}$ характерна для режима газодинамического движения, что справедливо до тех пор, пока плотность на границе горячего ядра плазменного сгустка не достигает критического значения, определяемого из равенства плазменной частоты частоте падающего излучения $\nu_p = 8,9 \cdot 10^3 n_e^{1/2}$, где n_e - электронная плотность лазерной плазмы.

К примеру, для излучения рубинового лазера $n_e = 2,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, для излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (YAG (Nd)) с неодимом $n_e = 1,02 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. (Концентрация электронов в плазме n_e измеряется интерферометрическим методом).

На рис.3 приведена зависимость электронной концентрации и концентрации нейтральных атомов от времени в лазерной плазме, создаваемой импульсом YAG (Nd)-лазера с длительностью импульса $\tau_i \simeq 20 \text{ нс}$ и плотностью мощности 10^9 Вт/см^2 при воздействии на мишень из углерода.

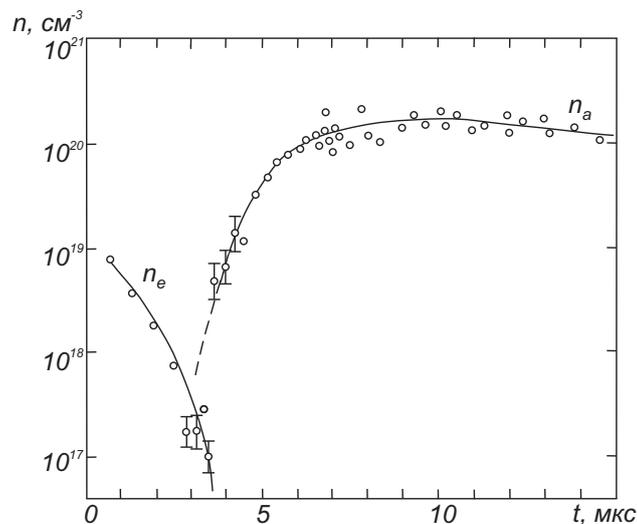


Рис. 3: Зависимость электронной концентрации и концентрации нейтральных атомов от времени.

Как можно видеть из рисунка, ионизируется приблизительно каждый десятый атом.

Значительный интерес представляет исследование пространственного распределения электронной температуры, которое позволяет судить о характере охлаждения плазмы при ее разлете. На рис.4 приведена зависимость электронной температуры лазерной

плазмы T_e от расстояния над поверхностью мишени.

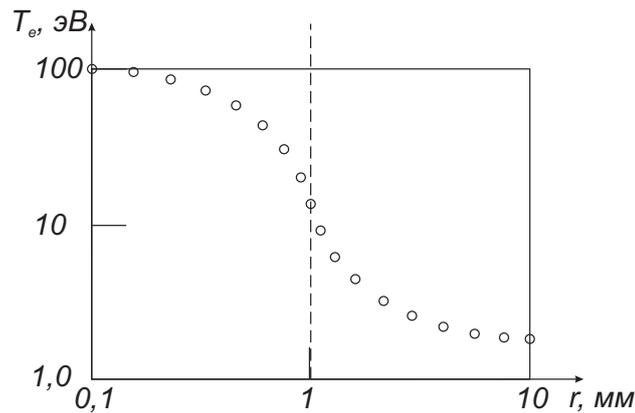


Рис. 4: Зависимость электронной температуры лазерной плазмы T_e от расстояния над поверхностью мишени.

При $r > 10r_0$ плазма становится практически бесстолкновительной из-за снижения плотности при разлете. Разлет можно считать адиабатическим, поскольку $T_e \sim r^{-2}$.

Полезно отметить, что время жизни плазмы в области горячего ядра $\tau_p \simeq 10^{-9}$ с меньше длительности нагревающего лазерного импульса $\tau_i \simeq 2 \cdot 10^{-8}$ с: $\tau_p < \tau_i$. На это указывает тот факт, что после действия лазерного импульса рентгеновское излучение из области горячего ядра отсутствует а именно оно является индикатором времени жизни плазмы в горячем ядре.

Весьма информативной представляется зависимость электронной концентрации плазмы от плотности энергии лазерного излучения, изображенная на рис.5.

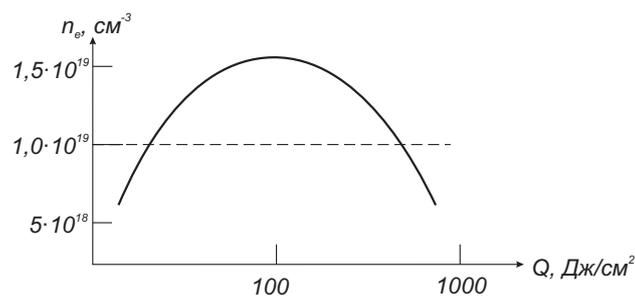


Рис. 5: Зависимость электронной концентрации плазмы от плотности энергии лазерного излучения.

На первый взгляд концентрация электронов в плазме должна безгранично расти с плотностью энергии лазерного излучения. Эксперимент показывает насыщение кривой

роста и падение концентрации при плотности энергии выше 100 Дж/см². Это является прямым следствием эффекта экранировки лазерного излучения плазмой. Как показывают исследования, спектр излучения (поглощения) лазерной плазмы близок к спектру излучения абсолютно черного тела.

Рассмотрим, как будет протекать начальный этап взаимодействия лазерного излучения с веществом. Оптическая толщина образующегося при $q > q_c^{(4)}$ плазменного слоя будет возрастать до тех пор пока в плазме не станет поглощаться заметная часть лазерного излучения. При достаточной плотности потока лазерного излучения этот процесс не зависит от того, было ли твердое тело сильно или слабо поглощающим. В случае слабо поглощающего материала происходит быстрая ионизация атомов облучаемого вещества, и коэффициент поглощения резко возрастает.

Как уже отмечалось, характерное значение поглощенной плотности потока излучения, соответствующее формированию слоя плазмы, экранирующего мишень от лазерного излучения, может быть установлено из измерения удельного импульса отдачи. Для типичных металлов эти значения лежат в интервале $(5 - 7) \cdot 10^8$ Вт/см².

Условно можно выделить три основных процесса поглощения лазерного излучения в частично ионизованном газе (плазме): фото-электронное поглощение возбужденными атомами, тормозное поглощение электронами в поле ионов и поглощение нейтральных атомов.

При температурах $T \gtrsim 10^4$ К, характерных для лазерной плазмы, основной вклад в поглощение вносит тормозное поглощение электронами в поле ионов. Коэффициент поглощения лазерного излучения в этом случае можно оценить, из выражения:

$$\alpha_\nu = \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \frac{Z^2 e^6 n_i n_e}{(mkT_e)^{3/2} c\nu^2} \ln \left(\frac{4kT_e}{Ze^2 n_e^{1/3}} \right), \quad (7.1)$$

где n_i , n_e - плотности ионов и электронов в плазме, см⁻³; Z - средний заряд ионов в плазме; T_e - электронная температура, К; ν - частота лазерного излучения, с⁻¹; m , e - масса и заряд электрона; k - постоянная Больцмана; c - скорость света.

При подстановке соответствующих значений констант выражение для α_ν приобретает вид:

$$\alpha_\nu \approx 100 \frac{Z^2 n_i n_e}{T_e^{3/2} \nu^2} \ln \frac{2400 T_e}{n_e^{1/3}}. \quad (7.2)$$

Если размер плазменного сгустка будет меньше $1/\alpha_\nu$, плазма не будет эффективно поглощать лазерное излучение, в противном случае, если он больше $1/\alpha_\nu$, плазма будет нагреваться неоднородно.

При достаточно высоких температурах $T_e \gtrsim 10^5$ К электронная теплопроводность лазерной плазмы ввиду малой оптической толщины нагретого слоя вещества существенно больше лучистой теплопроводности и может быть оценена из выражения:

$$k_\nu \approx 2 \cdot 10^{-11} T_e^{5/2} / Z \ln \Lambda, \quad (7.3)$$

где $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм (~ 10). Например, для плазмы с $Z = 1$, $n_e = 10^{19}$ см $^{-3}$ и $T_e = 10^6$ К скорость движения тепловой волны составляет $5 \cdot 10^6$ м/с.

Проведена оценка времени ионизации за счет неупругого взаимодействия электронного газа с атомами без учета рекомбинации, но с учетом зависимости изменения электронной плотности от температуры. Данная оценка показывает, что характерное время ионизации слабо зависит от начальной и конечной концентрации электронов (ситуация, типичная для развития электронной лавины при пробое) и составляет величину $\sim 10^{-10}$ с. Таким образом, это время оказывается существенно меньшим, чем длительность импульсов лазеров, работающих в режиме модулированной добротности ($\tau_{\text{и}} = 10^{-8}$ с).

Важным параметром образующейся плазмы является функция распределения электронов по энергиям $f(E, t)$ в момент времени t , вид которой не определяется полностью временем максвеллизации плазмы за счет электрон-электронных столкновений:

$$\tau_{ee} = \frac{0,26 T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda}, \quad (7.4)$$

где T_e - электронная температура в плазме, К; n_e - плотность электронов в плазме, см $^{-3}$; $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм (~ 10).

Дело в том, что в плазме, поглощающей лазерное излучение, имеется сильное поле излучения и, следовательно, в кинетическом уравнении для $f(E, t)$ необходимо учитывать вклад поля лазерного излучения и неупругих столкновений электронов с атомами. В этом случае характерным параметром является отношение скоростей потерь энергии электронов на ионизацию и набора энергии электронами от поля лазерного излучения:

$$\beta_0 = \frac{I(Z)\nu_i(Z)}{E_0\nu_{\text{эф}}(Z)}, \quad (7.5)$$

где $I(Z)$ - потенциал ионизации ионов; E_0 - энергия осцилляции электрона в поле световой волны с частотой ν ($E_0 = \frac{4\pi e^2 q}{m\nu^2 c}$; $\nu_i(Z)$ и $\nu_{\text{эф}}(Z)$ - частоты неупругих и упругих соударений).

Для плотностей потока лазерного излучения $q = 10^8 - 10^{11}$ Вт/см² $\beta_0 \gtrsim 1$, и функция распределения электронов обрывается при энергии $E \approx I(Z)$, поскольку ионизация осуществляется за счет «хвоста» функции распределения. При этом в кинетическом уравнении для $f(E, t)$ влияние членов, обусловленных лазерным излучением и неупругими столкновениями, взаимно компенсируется, а за счет электрон-электронных соударений функция $f(E, t)$ близка к максвелловской.

В диапазоне электронной температуры $10^5 - 10^6$ К (10 - 100 эВ) и плотности $10^{19} - 10^{20}$ см⁻³ значение времени электрон-электронной релаксации в поглощающей плазме оказывается равным $\tau_{ee} = 10^{-14} - 10^{-12}$ с. Время, за которое происходит обмен энергией между электронами и ионами, определяется несколькими актами столкновений и приближенно составляет

$$\tau_{ei} \approx 252AT_e^{3/2}/n_e Z^2 \ln \Lambda, \quad (7.6)$$

где A - атомный вес ионов.

Как и в случае оценок для τ_{ee} , в том же интервале температур и плотности значение времени электрон-электронной релаксации для средних масс атомов оказывается равным $\tau_{ei} = 10^{-11} - 10^{-10}$ с. При длительности импульсов лазерного излучения 10^{-8} с, оказывается, что $\tau_{ei} \ll \tau_i$, а это означает, что в течение импульса электроны эффективно передают поглощенную энергию ионам, и можно считать, что к концу лазерного импульса их температуры в плазме равны. Сравнение характерных времен ионизации и обмена энергией между электронами и ионами с временем газодинамического расширения плазменного сгустка τ_r позволяет заключить, что вещество, поглотившее лазерное излучение, находится в полностью ионизованном состоянии еще до начала своего расширения.

Важным физическим эффектом при лазерном облучении вещества является возникновение импульса отдачи, действующего на облучаемый материал при его интенсивном

испарении и разлете пара.

Экспериментально были измерены импульсы отдачи для ряда материалов при воздействии излучения рубинового лазера с длительностью импульса 7,5 нс. При этом площадь пятна фокусировки на мишени составляла $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Из рис. 6, на котором представлены измеренные зависимости, видно, что для каждого материала имеется определенное значение q , при котором удельный импульс отдачи максимален.

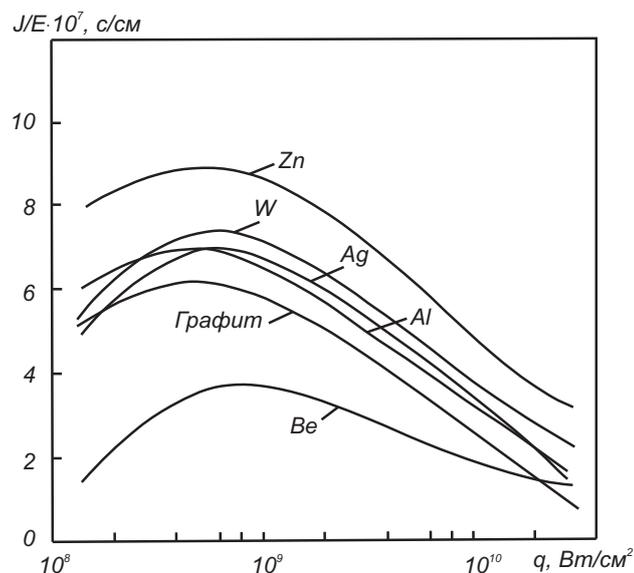


Рис. 6: Зависимость импульса отдачи ряда материалов от плотности мощности лазерного излучения

Эти значения для различных материалов несильно различаются между собой и находятся в области плотности потока излучения $5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$. Наличие такого максимума объясняется тем, что при сравнительно малых q температура пара и скорость его движения невелики, так как основная часть поглощаемой энергии тратится на испарение вещества. При больших плотностях энергетический баланс меняется и основная часть энергии идет на нагревание разлетающейся плазмы, вследствие чего растет скорость разлета, но существенно уменьшается масса испаренного материала из-за экранирования мишени образующейся плазмой. Эти конкурирующие процессы определяют наличие оптимальной плотности потока излучения, которой соответствует наибольшая величина импульса отдачи. Определенная плотность потока лазерного излучения может быть принята в качестве пороговой плотности потока, соответствующей началу интенсивного плазмообразования.