

УДК 539.9.13

ВЛИЯНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ПОДОГРЕВА НА ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

ЛАТЫШЕВ С. В., РУДСКОЙ И. В.

Введение

К настоящему времени с помощью методики времяпролетной масс-спектрометрии накоплен обширный экспериментальный материал по зарядовому составу разлетающейся в вакуум лазерной плазмы. Эта методика широко применяется в различных исследованиях лазерной плазмы, в частности, в исследованиях по лазерному термоядерному синтезу. Интерпретации экспериментальных результатов посвящено значительное количество теоретических работ [1–10]. Однако проведенные исследования носили, как правило, качественный характер. В этих работах изучались рекомбинационные процессы при разлете плазмы на расстояния не больше нескольких десятков размеров пятна фокусировки лазерного излучения, тогда как длина времяпролетной базы масс-спектрометров составляет несколько метров. Исключением являются работы [9–10], где результаты численного решения сравниваются с экспериментальными данными, но начальные параметры плазмы (температура, профиль плотности, зарядность ионов, профиль скорости) выбирались из соображений лучшего совпадения получаемых результатов с экспериментом. Это обстоятельство снижает достоверность полученных результатов. Так, в работе [10], где использовался неодимовый лазер с длительностью импульса 200 пс и плотностью потока 10^{14} Вт/см², лучшее согласие с экспериментом было достигнуто в предположении, что начальная температура плазменного сгустка равна 50 эВ. Однако, по данным работы [11], при указанных параметрах лазерного импульса температура плазмы составляет 300–400 эВ.

В данной работе предлагается количественная интерпретация ряда масс-спектрометрических экспериментов. Дается новая оценка величины рекомбинационного подогрева, которая приводит к хорошему согласованию результатов расчета и данных масс-спектрометрических экспериментов. При расчетах в качестве начальных используются экспериментальные данные, соответствующие концу стадии нагрева мишени лазерным излучением.

1. Основные уравнения

Аналогично работам [9–10, 12] разлет лазерной плазмы на большие расстояния рассматривается в гидродинамическом приближении. В случае сферической симметрии система гидродинамических уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} + \frac{n_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 u) &= 0, \\ \rho \frac{du}{dt} &= - \frac{\partial}{\partial r}(p_i + p_e), \\ \frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} &= - \frac{p_e}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 u) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 q_e) - Q_{\text{rad}} + Q_{ei}, \end{aligned}$$

$$\frac{3}{2} n_i \frac{dT_i}{dt} = - \frac{p_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) - Q_{ei},$$

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = n_e (R_i - R_r),$$

$$\rho = n_i m_i, \quad p_i = n_i T_i, \quad p_e = n_e T_e, \quad n_e = \bar{z} n_i,$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \nabla_r,$$

где n_e и n_i — концентрация электронов и ионов соответственно, T_e и T_i — электронная и ионная температуры в эрг, m_i — масса ионов, \bar{z} — средний заряд ионов, u — скорость разлета, $q_e = -\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r}$ — поток тепла за счет тепло-

проводности, где κ_e — коэффициент электронной теплопроводности, определяемый формулой Спитцера [13]:

$$\kappa_e \approx 10^{22} \frac{\Theta_e^{3/2}}{(z+4)\Lambda_{ei}}, \quad \text{см}^{-1} \text{с}^{-1},$$

$\Lambda_{ei} \approx 23 + \ln \frac{\Theta_e^{3/2}}{z n_e^{1/2}}$ — кулоновский логарифм, Θ_e — температура в эВ. Величина

Q_{ei} описывает теплообмен между электронной и ионной компонентами. Согласно [14],

$$Q_{ei} = -3 \frac{m_e}{m_i} n_e v_{ei} (T_e - T_i).$$

Здесь v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений:

$$v_{ei} \approx 3 \cdot 10^{-6} \frac{n_i z^2 \Lambda_{ei}}{\Theta_e^{3/2}}.$$

В качестве ионизационно-рекомбинационных процессов учитывались следующие: ионизация электронным ударом [15]

$$R_i = 10^{-8} N \Theta_e^{1/2} (\text{Ry}/I_z)^2 \exp(-I_z/T_e) \text{см}^3 \text{с}^{-1},$$

фоторекомбинация [15]

$$R_{ph} \approx 2 \cdot 10^{-13} \frac{z^2}{\Theta_e^{1/2}}, \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1},$$

тройная рекомбинация через возбужденные состояния [16]

$$R_t \approx 10^{-26} \frac{n_e z^3}{\Theta_e^{3/2}}, \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}.$$

Здесь N — число эквивалентных электронов, I_z — потенциал ионизации иона кратности z .

Член Q_{rad} описывает баланс энергии при ионизации и рекомбинации:

$$Q_{rad} = n_e n_i \left[R_i \left(\frac{3}{2} T_e + I_z \right) - R_t \left(\frac{3}{2} T_e + E^* \right) \right],$$

E^* — величина энергии, которая возвращается электронной компоненте при тройной рекомбинации. Выбору оценки для E^* будет посвящен следующий раздел.

При численном счете плазма разбивалась на 50–100 слоев равной массы. Для решения системы разностных уравнений использовалась полностью консервативная разностная схема. Уравнение теплопроводности решалось методом прогонки [17].

В течение всего разлета для каждого слоя контролировалось выполнение условий идеальности и классичности плазмы, а также условий, необ-

ходимых для использования гидродинамического приближения: величина дебаевского радиуса много меньше толщины слоя; длина свободных пробегов электронов и ионов в системе координат, связанной с движущимся слоем, много меньше толщины слоя; времена между столкновениями много меньше характерного времени изменения параметров плазмы.

2. Рекомбинационный подогрев в процессе разлета плазменного сгустка

Сильная зависимость от температуры коэффициента рекомбинации при тройных столкновениях с захватом электрона на высоковозбужденные уровни иона $R_t \sim T^{-9/2}$ приводит к тому, что с охлаждением плазмы при расширении в вакуум этот тип рекомбинации становится преобладающим и остается существенным в течение всей стадии разлета, определяя тем самым зарядовый состав лазерной плазмы [12].

В свою очередь температура на поздней стадии разлета существенно зависит от подогрева при тройной рекомбинации. Поэтому результаты теоретического расчета зарядового состава разлетающейся плазмы зависят от выбора оценки для величины рекомбинационного подогрева.

При тройной рекомбинации через возбужденные состояния происходит захват электрона на уровни с энергией связи $E \sim T_e$. Далее, в результате столкновительных и радиационных переходов захваченный электрон спускается на основной уровень, при этом часть энергии E^* передается электронам плазмы, а другая часть высвечивается в спектральных линиях. Согласно работам [12, 18], величину E^* можно оценить из условия равенства скоростей ударного и радиационного спуска захваченного электрона по энергетическим уровням. Авторы работ [1-10] для оценки величины E^* пользовались выражением, полученным в [12]:

$$E^* = 1,5 \cdot 10^{-14} z^3 n_e^{1/6} \Theta_e^{1/2}, \text{ эрг.} \quad (1)$$

При выводе данной формулы в качестве скорости радиационного спуска использовалось выражение из классической электродинамики для интенсивности излучения электрона, вращающегося вокруг иона по круговой орбите, что соответствует предположению о постепенном радиационном спуске. Пренебрежение переходами на глубокие уровни приводит к значительному занижению скорости радиационного спуска и в конечном итоге к тому, что оценка (1) оказывается сильно завышенной.

В водородоподобном приближении скорость радиационного спуска определяется в основном переходами в нижнее состояние:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{rad}} = (Ry z^2 - E_k) A_{k1} \simeq Ry z^2 A_{k1}.$$

Вклад переходов на все остальные уровни приводит лишь к незначительной поправке получаемой оценки.

Согласно [12], скорость ударного спуска при $E < E'$, где $E' = (z^2 Ry)^{1/2} \times (T_e/2)^{3/8}$, определяется выражением

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee} \simeq \frac{3}{4} E_{vee}.$$

Уровень E' — граница между областями диффузионного и одностороннего движения связанного электрона по энергетической оси вследствие электронных ударов. В этой точке $\Delta E_{k, k-1} = T$.

В области одностороннего движения $E > E'$ скорость изменения энергии приближенно равна

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee} \simeq W_{k, k-1} \Delta E_{k, k-1},$$

где $W_{k, k-1}$ — вероятности ударных переходов.

Используя для $W_{k, k-1}$ выражения, полученные в [19], и квазиклассические выражения для вероятности радиационных переходов A_{k1} [15],

получим оценку рекомбинационного подогрева в виде

$$E^* = \begin{cases} 6 \cdot 10^{-16} (z^2 n_e / \sqrt{V \Theta_e})^{1/4}, \text{ эрг } E^* > E' \\ 7 \cdot 10^{-22} (n_e / z)^{2/3} / \Theta_e, \text{ эрг, } E^* < E'. \end{cases}$$

Как правило, во всех рассматриваемых случаях выполняется неравенство $E^* < E'$, поэтому для оценки величины тепловыделения следует пользоваться выражением

$$E^* \approx 7 \cdot 10^{-22} (n_e / z)^{2/3} / \Theta_e, \text{ эрг.} \quad (2)$$

3. Результаты численного счета

Для численного счета были выбраны эксперименты, где разлет лазерной плазмы близок к сферическому: нагрев тонких сверхзвуковых азотных и ксеноновых струй излучением CO_2 -лазера [21]; нагрев излучением Nd-лазера полистирольных мишеней на установке «Кальмар» [20, 23].

В экспериментах [21] исследовалась плазма, получаемая при нагреве излучением CO_2 -лазера сверхзвуковых газовых струй, толщина которых была примерно равна диаметру пятна фокусировки лазерного излучения и составляла 1 мм. Излучение падало перпендикулярно струе. Концентрация атомов в районе фокуса составляла 10^{19} см^{-3} . Разлет плазмы таких мишеней близок к сферическому, что оправдывает применение сферически-симметричной модели. Для анализа ионной компоненты в экспериментах [21] использовались методики времяпролетной масс-спектрометрии и коллекторные измерения полного заряда, с помощью которых были получены распределения ионов по скоростям $\frac{\partial N}{\partial u}(u)$ на расстоянии 325 см от ми-

шени, соответствующему длине времяпролетной базы масс-спектрометра. Эти данные позволили использовать в качестве начальных условий профили плотности плазмы, которые можно восстановить по экспериментальной зависимости $\frac{\partial N}{\partial u}(u)$ следующим образом:

$$n(r=ut_0, t_0) = \frac{\partial N}{\partial u}(u) / 4\pi n^2 t_0^3. \quad (3)$$

Момент времени t_0 выбирался таким, чтобы концентрация электронов в центре мишени была близка к критической, что соответствует концу стадии нагрева. Выражение (3) справедливо при асимптотическом разлете плазменного сгустка и подразумевает, что скорость разлета плазмы в момент времени t на расстоянии l от мишени равна l/t , а начальный профиль скорости определяется выражением

$$u(r, t_0) = r/t_0.$$

Однако наличие гидродинамического давления приводит к дополнительному ускорению плазмы на начальном этапе разлета, тем самым зависимость $u=l/t$ нарушается. Для того чтобы определить, как сильно влияет доускорение на результаты расчета, все вычисления были проделаны как с учетом, так и без учета дополнительного ускорения.

Температура плазмы, измеренная в работе [22], на свинцовой мишени, нагреваемой тем же лазером, составляла 80 ± 20 эВ. Согласно [20], электронная температура лазерной плазмы слабо зависит от материала мишени, незначительно уменьшаясь с уменьшением атомного номера вещества мишени. Кроме того, в работе [21], где стадия нагрева газовых мишеней исследовалась теоретически, расчетные значения температуры на стадии нагрева составляли 50–70 эВ. Это позволяет считать, что температура плазмы газовых мишеней на стадии нагрева находится в районе 50–80 эВ. Средний заряд ионов на стадии нагрева для N_2 -мишени составлял 4–5, и 7–9 для Хе-мишени, поскольку в экспериментах не было обнаружено ионов большей зарядности. Это объясняется тем, что потенциал ионизации

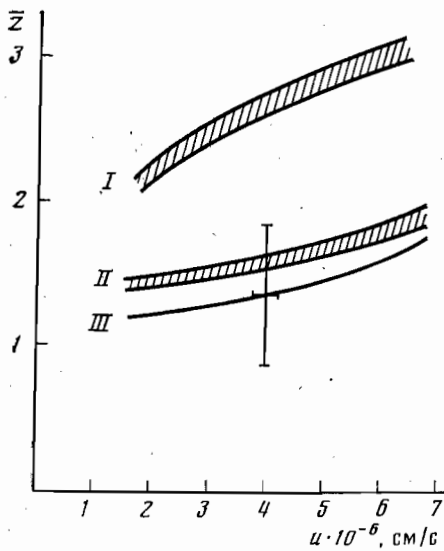


Рис. 1

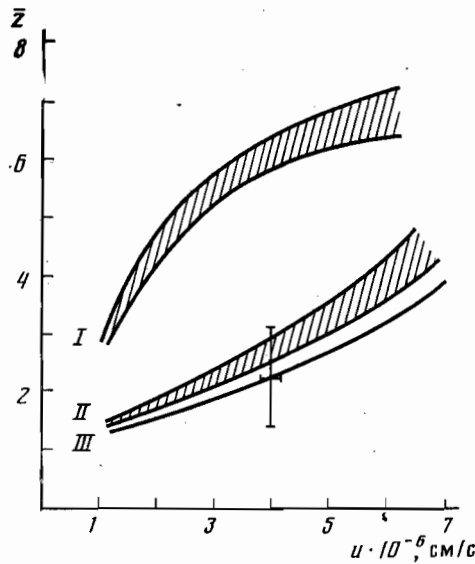


Рис. 2

Рис. 1. Результаты расчета разлета азотной мишени: I — при использовании выражения (1), II — (2), III — экспериментальный результат [21]

Рис. 2. Результаты расчета разлета ксеноновой мишени: I — при использовании выражения (1), II — (2), III — результат эксперимента [21]

Рис. 3. Зависимость среднего заряда ионов углерода от энергии на расстоянии 3 м от мишени: I — результат численного решения с использованием выражения (1), II — (2), III — результат эксперимента [20]

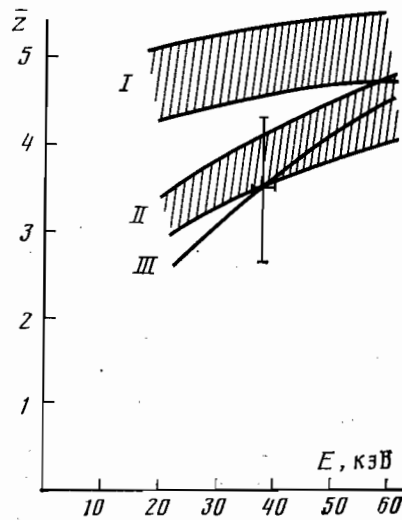


Рис. 3

азота при переходе z от 5 к 6 и потенциал ионизации ксенона при переходе z от 9 к 10 имеют резкие скачки. Те же значения среднего заряда ионов получены теоретически в работе [21], где показано, что на стадии нагрева зарядовый состав плазмы близок к равновесному, определяемому процессами ионизации электронным ударом и дизэлектронной рекомбинацией.

При численном счете были рассмотрены два варианта с использованием выражений (1) и (2) для подогрева. Для каждого варианта проделаны расчеты с различными начальными условиями. Температура менялась от 50 до 80 эВ, средняя зарядность — от 4 до 5 для N_2 - и от 7 до 9 для Xe-мишени, количество ионов в сгустке — от $5 \cdot 10^{15}$ до 10^{16} . На рис. 1 и 2 приведены результаты счета и экспериментальные результаты работы [21] в виде зависимости среднего заряда ионов плазмы от скорости разлета. Ширина заштрихованных полос отражает зависимость численного решения как от выбора начальных условий, так и от наличия дополнительного ускорения. В этих расчетах лучшее согласие достигается при описании подогрева по формуле (2).

При расчете разлета сферических мишеней, нагреваемых Nd-лазером, в качестве начальных данных были использованы результаты исследова-

ния динамики плазменной короны полистирольных мишеней, выполненные на установке «Кальмар» [20, 23]. Начальный профиль плотности восстанавливался аналогично предыдущему эксперименту. Время t_0 было выбрано равным 1–2 нс, что соответствует концу стадии нагрева. Температура плазмы в этих экспериментах составляла $500 \text{ эВ} \pm 20\%$. Зарядовый состав лазерной плазмы исследовался с помощью электростатического масс-спектрометра, времяпролетная база которого составляла 3 м.

При численном счете зарядность ионов углерода на начальной стадии менялась от 5 до 6, а начальная температура сгустка — от 400 до 600 эВ. Полученные результаты и данные масс-спектрометрических измерений из работы [20] в виде зависимости среднего заряда ионов углерода от энергии разлета показаны на рис. 3. Из приведенных результатов видно, что так же, как и в предыдущем случае, оценка величины рекомбинационного подогрева (2) дает лучшее согласие с экспериментом, чем выражение (1).

Выводы

В результате приведенных исследований процесса формирования зарядового состава разлетающейся в вакуум лазерной плазмы показано.

1. При разлете лазерной плазмы существенное влияние на формирование зарядового состава оказывает подогрев при тройной рекомбинации.

2. Тройная рекомбинация через возбужденные состояния является преобладающим типом рекомбинации и идет в течение всей стадии разлета.

3. Полученная в работе формула (2) для подогрева при тройной рекомбинации дает лучшее соответствие с экспериментальными результатами, чем выражение (1), ранее использованное в работах [1–10].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д. Г. Кошкарёву, Ю. А. Захаренкову и Б. Ю. Шаркову за ряд ценных замечаний, высказанных при обсуждении данной работы.

Литература

1. Воронов Г. С., Чернышов Л. Е. ЖТФ, 1973, 43, 1484.
2. Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф. и др. ЖТФ, 1974, 44, 73.
3. Ловецкий Е. Е., Поляничев А. Н., Фетисов В. С. ЖТФ, 1974, 44, 1025.
4. Поляничев А. Н., Фетисов В. С. ЖТФ, 1975, 45, 2373.
5. Держиев В. И., Захаров А. Ю., Филюков А. А. Препринт ИПМ № 54, 1976.
6. Поляничев А. Н., Фетисов В. С. ПМТФ, 1978, № 6, 9.
7. Жидков А. Г., Марченко В. С. Препринт ИАЭ № 3389/6, 1981.
8. Афанасьев Ю. В., Розанов В. Б. ЖЭТФ, 1972, 62, 247.
9. Goforth R. R., Hammerling P. J. Appl. Phys., 1976, 47, 3918.
10. Payne G. L., Peretz J. D., Sharp T. E. et al. J. Appl. Phys., 1978, 49, 4688.
11. Donaldson T. P., Balmer J. E., Zimmerman J. A. J. Phys. D.: Appl. Phys., 1980, 13, 1221.
12. Кузнецов Н. М., Райзер Ю. П. ПМТФ, 1965, № 4, 10.
13. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965.
14. Брагинский С. И. В кн.: Вопросы теории плазмы/Под ред. Леонтовича М. А. М.: Атомиздат, 1963, вып. 1, с. 183.
15. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
16. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. ЖЭТФ, 1964, 46, 1281.
17. Попов Ю. П., Самарский А. А. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1983.
18. Беляев С. Т., Будкер Г. И. В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций/Под ред. Леонтовича М. А., т. 3. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 41.
19. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
20. Басов Н. Г., Захаренков Ю. А., Зорев Н. Н. и др. В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника/Под ред. Басова Н. Г. М.: ВИНТИ, 1982, т. 26, ч. 1.
21. Голубев А. А., Кречет К. И., Лагышев С. В., Шарков Б. Ю., Шумшуров А. В. Препринт ИТЭФ № 175, 1983.
22. Барабаш Л. З., Быковский Ю. А., Голубев А. А., Козырев Ю. П., Кошкарёв Д. Г., Кречет К. И., Лапчик Ю. Я., Лагышев С. В., Хайдаров Р. Т., Шарков Б. Ю., Шумшуров А. В. Препринт ИТЭФ № 12, 1983.
23. Волоховски Е., Ворына Э., Денус С., Ерохин А. А., Захаренков Ю. А., Мруз В., Склизов Г. В., Фарны Ю., Шиканов А. С. Тр. ФИАН, 1984, 149, 125.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14.XII.1984