



Ю. А. Быковский, С. М. Сильнов

008-87

П
595

РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

МОСКВА 1987

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Ю.А.Быковский, С.М.Сильнов

РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Препринт 008-87

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
ИИФУ МЭФ И

Утверждено

редсоветом института

Москва 1987

УДК 533.915.03 + 621.378

Быковский Ю.А., Сильнов С.М. Рекомбинация ионов лазерной плазмы. - М.: Препринт/МИИ, 008-87, 1987. - 24 с.

В данной работе по характеристикам продуктов разлета лазерной плазмы выявлены механизмы протекания рекомбинационных процессов, которые происходят в начальной стадии образования факела. Показана возможность управления рекомбинацией за счет изменения времени разлета сгустка. Указано на существенную роль процессов перезарядки "на собственном" и десорбированном с поверхности газа, что влияет на формирование зарядовых, угловых и пространственных распределений частиц лазерной плазмы.

Введение

Рассмотрению процессов рекомбинации в разлетающемся плазменном сгустке, образованном излучением лазера, посвящено большое количество теоретических работ [1-5, 12-14], в то время как экспериментальное описание таких процессов проведено далеко не полностью, в основном, в виде отрывочных указаний о том, что они имеют место и приводят к тем или иным изменениям в факеле по сравнению с параметрами плотного горячего ядра лазерной плазмы.

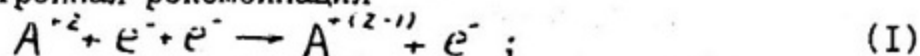
Спектроскопические исследования [6-7, 13] позволили получить послойную и временную структуру свечения факела за время действия импульса, что дает возможность оценивать протекание некоторых процессов в ядре факела и получить значение констант и вероятностей возбуждения и ионизации. Результаты спектроскопических исследований широко используются во многих областях, в частности, получена генерация в рентгеновской области спектра на рекомбинирующей лазерной плазме. Но этот метод не позволяет получить детальной картины разлета факела, давая ценную информацию в основном только о фоторекомбинации.

Масс-спектрометрические методики дают возможность детализировать картину рекомбинационного процесса в целом, следить за поведением отдельных масс и зарядов, за изменением их количества. С помощью масс-спектрометров различного вида в наших работах изучена динамика изменения энергетических и скоростных распределений атомов и ионов в различных направлениях и плоскостях (относительно нормали к образцу). Исследована зависимость рекомбинационных процессов от состава мишени и начальных параметров взаимодействия. Самой сложной задачей является корректное выделение рекомбинационных процессов на фоне ионизационных, тепловых и вторичных, которые обусловлены взаимодействием лазерного факела с собственной поверхностью образца.

Процессы рекомбинации в лазерном факеле начинают проявляться после того, как излучение лазера образовало и нагрело плазму. Происходит разлет плотного высокотемпературного сгустка в вакуум с последующим его охлаждением. При этом возможно

протекание нескольких типов рекомбинационных процессов, хорошо известных из литературы:

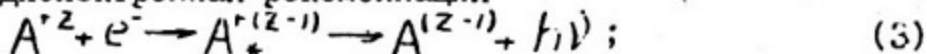
а) тройная рекомбинация



б) фоторекомбинация



в) диэлектронная рекомбинация



г) перезарядка атомов и ионов, проходящая как резонансно



так и нерезонансно



В области малых энергий частиц вероятность резонансной перезарядки очень велика и сечения составляют величины $10^{-14} - 10^{-15} \text{ см}^2$.

Преимущественное протекание в лазерной плазме каждого из этих процессов рекомбинации зависит от характеристик плазменного сгустка, а так как плотность и температура лазерной плазмы могут изменяться в течение малого времени в несколько раз или порядков, то на разных стадиях разлета возможно протекание всех этих типов процессов рекомбинации. При описании лазерной плазмы, различные авторы используют при решении кинетических уравнений этот факт и приводят рассмотрение в условиях преобладания различных типов рекомбинационных процессов. Вследствие этого теоретически рассматривается возможность установления 3-х типов равновесия между процессами ионизации и рекомбинации в лазерной плазме:

1) Локально-термодинамического (ЛТР);

2) Коронального (КР);

3) Столкновенно-излучательного (СИИ).

В модели ЛТР считается, что скорости электронов распределены по формуле Максвелла и ионизационное равновесие определяется формулой Саха:

$$N_{Z+1}/N_Z = 2 \frac{W_{Z+1}}{W_Z} \left(\frac{m T_e}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp(\eta_Z), \quad (6)$$

где N_Z, N_{Z+1} - плотность ионов; $\eta_Z = I(Z)/T_e$;
 W_Z, W_{Z+1} - статистические суммы.

Для модели ЛТР основным процессом считается рекомбинация в тройных столкновениях, а остальными видами рекомбинации можно пренебречь. Такая ситуация характерна для сгустков с высокой плотностью и температурой (для ионов Al^{III} и Al^{IV} граница применимости ЛТР при $T_e \sim 300-1500$ эВ и $n_e \geq 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [13]).

В корональной модели равновесие возникает между процессами ионизации, обусловленными электронным ударом и диэлектронной и фоторекомбинацией. В условиях КР зарядовые распределения не зависят от n_e , т.к. скорости ионизации и рекомбинации в этом случае пропорциональны плотности электронов. Потенциал ионизации атома может значительно превышать температуру электронов ($T_e/I = \frac{1}{4} + \frac{1}{5}$). В отличие от ЛТР корональная модель считается хорошо работающей в области низких плотностей и высоких температур.

Столкновительно-излучательная модель, подробно обчисленная в работе [14], предполагает использование особенностей двух предыдущих с учетом некоторых характеристик лазерной плазмы.

В формулах скоростей, констант и сечений различного типа рекомбинаций фигурируют два параметра: температура факела и величина заряда ионов Z . Определение температуры плазмы требует наличия в ней термодинамического равновесия, что для столь нестационарной и неоднородной плазмы является проблематичным. Измерения же температуры тем более затруднительны в таком факеле, в то время как определение величины заряда иона в масс-спектрометрии задача тривиальная. Следовательно, для определения типа рекомбинации, проходящей в лазерной плазме, удобно использовать характеристики зарядового состава продуктов разлета лазерной плазмы.

Формирование энергетических распределений потоков атомов

Особенностью формирования распределений атомов по энергии всех элементов с ростом плотности падающего излучения является наличие соответствующей границы по ν , когда в спектрах [8] возникает второй максимум интенсивности и появляется группа частиц в области больших энергий.

Появление в нейтральном сгустке группы высокоэнергетичес-

ких частиц ($E > 40$ эВ) свидетельствует о начале рекомбинационного процесса. При этом установлена корреляция между плотностью потока лазерного излучения на образце, первым потенциалом ионизации и энергией связи атомов в твердом теле. Регистрация рекомбинационных атомов указывает на начинающийся процесс ионизации в парах вещества и образование лазерной плазмы, характеризующийся соответственно величинами по q , которые в свою очередь в несколько раз ниже аналогичных значений, измеренных по ионному компоненту плазмы.

Рассмотрим структуру энергетических спектров атомов кобальта (рис. 1). При достижении интенсивности лазерного излучения $8 \cdot 10^8$ Вт.см⁻² в сгустке, имевшего ранее один максимум интенсивности, появляются атомы с энергиями до 200 эВ. В распределении атомов кобальта возникает второй максимум интенсивности частиц в районе ~ 40 эВ (рис. 1а). Далее происходит разделение спектра на две части с энергиями в максимумах 10 эВ и 60 эВ. В диапазоне $4 \cdot 10^8 \div 1 \cdot 10^9$ Вт.см⁻² продолжается интенсивный рост количества атомов кобальта в плазменном сгустке, наблюдается увеличение верхней границы энергий атомов до 700 эВ и амплитуды максимума энергетического спектра с $E=60$ эВ по сравнению с низкоэнергетическим максимумом. Кроме того, появляются группы нейтральных частиц с энергиями в максимумах около 200 эВ и 400 эВ. При дальнейшем увеличении плотности потока излучения в интервале значений $(1 \div 5) \cdot 10^9$ Вт.см⁻² (рис. 1б) рост амплитуды спектров замедляется, основной максимум смещается в область $(75 \div 100)$ эВ и регистрируются атомы с энергиями до 1 кэВ. Выше $(5 \div 7) \cdot 10^9$ Вт.см⁻² количество нейтральных частиц в плазменном сгустке начинает уменьшаться, а энергетический спектр атомов расширяется до 1,5 кэВ. Такая динамика развития энергетических распределений атомов кобальта характерна для всех исследованных материалов.

Таким образом, экспериментально установлено, что при достижении некоторой граничной энергии падающего излучения образец начинает интенсивно испаряться, далее с ростом плотности потока излучения до вторых "пороговых" значений начинается процесс ионизации испаряющегося вещества и появляются быстрые рекомбинационные потоки атомов — происходит образование лазер-

ной плазмы. Хорошую иллюстрацию рекомбинационным процессам можно получить, рассматривая динамику формирования энергетических и угловых распределений частиц, начиная с граничных плотностей потока, при которых только появляются ионы в плазменном факеле.

Основные характеристики распределения однозарядных ионов по энергиям при $10^8 \text{ Вт/см}^2 \div 10^9 \text{ Вт/см}^2$ таковы: максимум интенсивности однозарядных ионов соответствует энергиям $40 \pm 10 \text{ эВ}$, изменяясь по энергиям от элемента к элементу; имеет колоколообразную форму распределения частиц с шириной спектра по энергиям на полувысоте, также равной $40 \pm 10 \text{ эВ}$. С увеличением энергии падающего излучения первоначально происходит только увеличение количества ионов в сгустке без существенного изменения энергетических распределений. Продолжая увеличивать плотность потока, в продуктах разлета начинают регистрировать ионы с более низкими энергиями, чем в основном пучке, и с более высокими, т.е. теперь наблюдается три типа пучков однозарядных ионов — с различными средними энергиями 10 эВ , 40 эВ и 80 эВ в максимумах интенсивности. Первый максимум очень узкий по энергии с количеством частиц в пике, превышающем величину dN/dE в области 40 эВ , но интегральное количество частиц самого низкоэнергетического пучка меньше, чем в основной группе. Следует отметить, что регистрация низкоэнергетического пика в области 10 эВ затруднена на установках, созданных по методике, описанной в [15], поэтому более подробные исследования потсков ионов с энергиями $< 30 \text{ эВ}$ проведены на другой установке, описанной в [16]. С увеличением плотности потока облучения происходит энергетическое расширение этих максимумов интенсивности. Энергетический спектр третьего пучка уширяется в область все с более высокими энергиями (от 150 эВ и далее). После достижения в нем определенного количества частиц в максимуме в области энергий $50 \div 100 \text{ эВ}$ появляются ионы с зарядом $Z = 2$ (рис. 2). Их количество в сгустке возрастает с увеличением плотности потока, временами (при некоторых значениях по энергии) даже превышая по амплитуде (в некоторой узкой энергетической зоне) количество однозарядных ионов. В высокоэнергетической области спектра графики распределений однозарядных и

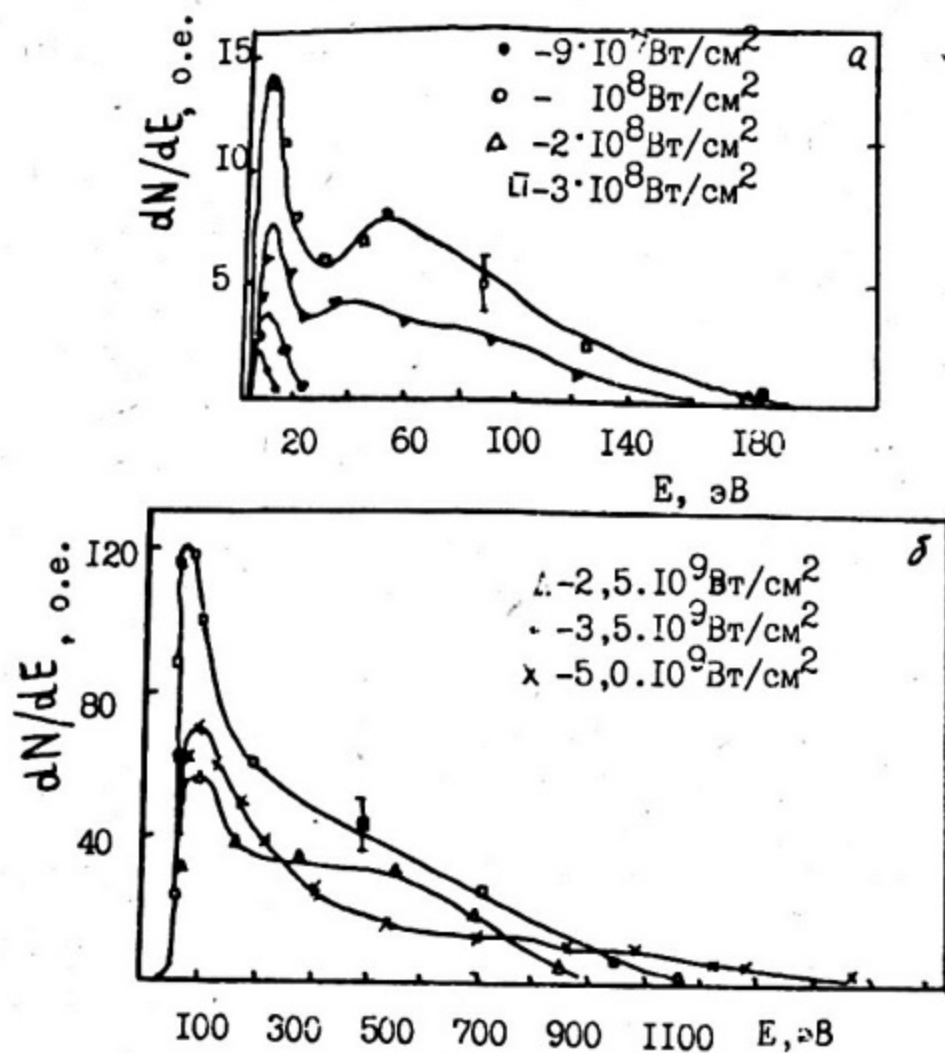


Рис. I

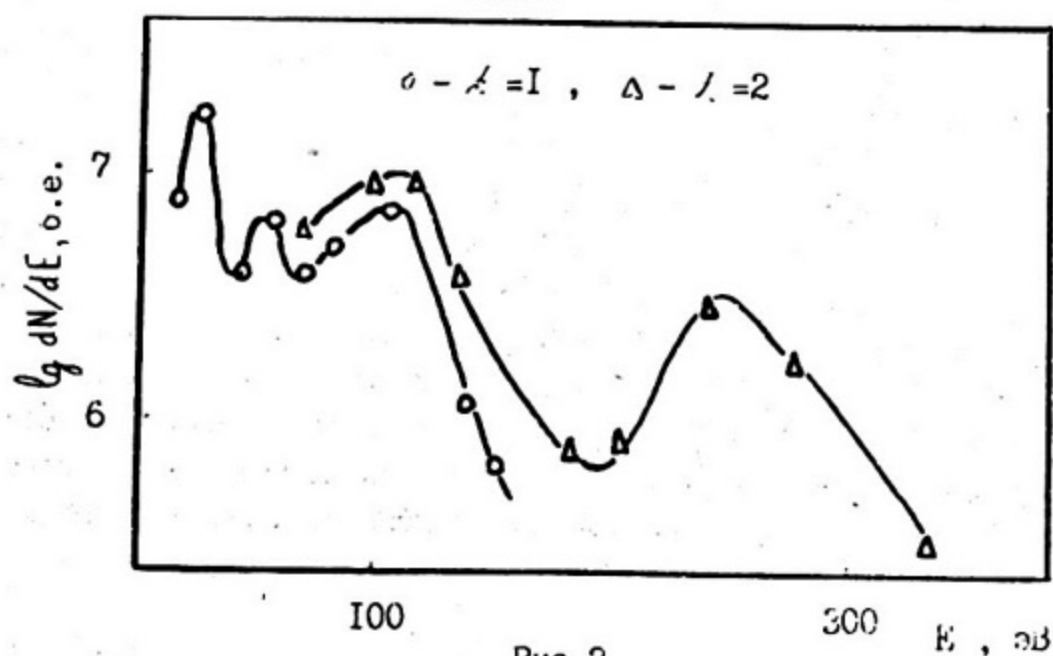


Рис. 2

двухзарядных ионов перекрываются. Покрытие энергетических спектров многозарядных ионов в некоторой области спектра указывает на установление равновесия между процессами рекомбинации и ионизации.

Первоначально энергетическое распределение ионов с $Z = 2$ имеет, так же как и при появлении однозарядных ионов, колоколообразный вид (близкий к максвелловской функции), отличаясь от однозарядных только величинами энергий направленного движения. Максимальное количество ионов (для этого периода развития спектра) $Z = 2$ приходится на энергию 100 + 200 эВ, постепенно смещаясь в область больших энергий. Положение максимума двухзарядных ионов существенно зависит от материала мишени. Дальнейшее увеличение плотности потока облучения приводит к усложнению энергетического спектра двухзарядных ионов, заключающегося в появлении второго пучка ионов с $Z = 2$ в области более высоких энергий 300–500 эВ, вслед за которым, после увеличения интенсивности в обоих пучках (порой практически не разделенных), появляется третий максимум интенсивности в области энергий 800 эВ. При дальнейшем увеличении плотности потока облучения провалы интенсивности частиц в распределении заполняются и энергетическое распределение с $Z = 2$ становится гладким, перекрывая диапазон энергий от 100 до 1000 эВ. Пучки ионов с зарядом $Z = 3$ появляются с энергетической области, соответствующей первоначально второму максимуму интенсивности ионов с $Z = 2$. Трехзарядные ионы так же первоначально имеют только один максимум интенсивности. Развитие энергетического спектра трехзарядных ионов идет так же за счет появления новых пучков ионов в области больших энергий с постепенным увеличением количества частиц и выравниванием энергетического спектра до почти гладкого вида (рис. 3).

Анализ энергетических и скоростных спектров атомов различных элементов, а также зависимость их вида от падающей энергии излучения показывают, что процессы рекомбинации оказывают существенное влияние на образование нейтрального компонента лазерной плазмы, поэтому развитие плазменного сгустка удобнее всего проследить, сравнивая энергетические спектры атомов с энергетическими и зарядовыми спектрами ионов в серии экспериментов на марганце. При $1,1 \cdot 10^8$ Вт.см⁻² образуются од-

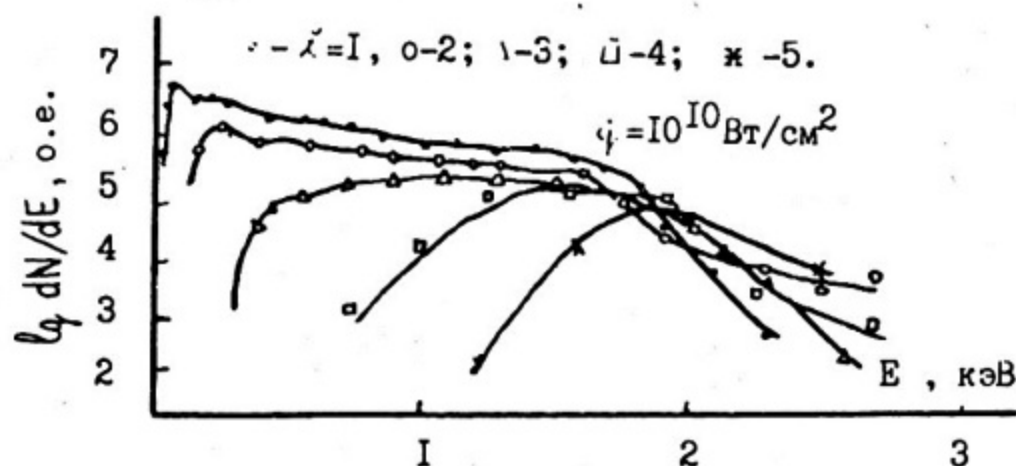


Рис.3

нозарядные ионы с энергиями (25÷75) эВ с максимумом в спектре $E = 55$ эВ, при этом атомы имеют энергии (2÷60) эВ, а максимум находится в области $E = 20$ эВ. С появлением одно- и двухзарядных ионов с энергиями 100÷200 эВ спектр атомов расширяется до 150 эВ ($3 \cdot 10^8$ Вт.см $^{-2}$) и регистрируется второй максимум интенсивности нейтральных частиц с $E = 50$ эВ, обусловленный рекомбинацией однозарядных ионов с амплитудой, в 3 раза превышающей первый. При дальнейшем увеличении интенсивности лазерного излучения образуются ионы больших зарядностей, которые дают свой вклад в спектр ионов с $Z = 2$, $Z = I$ и, соответственно, $Z = 0$. С увеличением плотности излучения до $5,5 \cdot 10^9$ Вт.см $^{-2}$ продолжается рост общего количества высокоэнергетичных нейтральных частиц, возрастают энергии атомов до 350 и 600 эВ и энергии ионов до 400 и 800 эВ соответственно. В распределении атомов происходит уменьшение и сдвиг первого рекомбинационного максимума в область (70÷90) эВ, в спектрах появляются ярко выраженные максимумы интенсивности частиц в области больших энергий (230 и 350 эВ). Следовательно, максимумы интенсивности в спектрах атомов в области высоких энергий обусловлены рекомбинацией ионов $Z = I$, $Z = 2$, $Z = 3$. Причем распределения атомов повторяют типичную для ионов колоколообразную форму. Сравнительный анализ энергетических распределений нейтрального и заряженного компонента лазерной плазмы позволяет выявить следующие основные закономерности формирования плазменных сгустков:

диапазоны энергий ионов и атомов в целом совпадают;

величина граничной энергии в спектрах атомов меньше, чем для ионов, и с ростом $\bar{q}$ разность между правыми границами распределений ионов и атомов увеличивается;

максимумы интенсивностей частиц в спектрах атомов смещены в область меньших энергий относительно максимумов в распределениях ионов.

Дальнейшее рассмотрение динамики энергетических спектров ионов с большими Z и атомов повторило бы описанную картину. Резюмируя, можно отметить: по энергетическим распределениям ионов, полученным при различных плотностях потока излучения на многочисленных образцах (при малом шаге изменения энергии излучения), установлено наличие рекомбинационных процессов в лазерной плазме на основе появления в энергетических спектрах дополнительных максимумов интенсивности, по которым можно судить об эффективности таких процессов в факеле на ранних стадиях разлета сгустка.

Кроме того, из динамики формирования энергетических спектров следует, что интенсивность процесса не одинакова для различных плотностей потока излучения (для ионов с заранее фиксированной величиной Z), а именно: при плотностях излучения, соответствующих появлению ионов в факеле, наблюдается очень высокая скорость рекомбинации, отражающаяся в дополнительных максимумах интенсивности ионов с $Z - 1$ (в то время как сами они не регистрируются). С увеличением плотности потока количество ионов с величиной Z возрастает и достигает величин, примерно равных рекомбинационным в спектре $Z - 1$.

Динамика формирования энергетических распределений в зависимости от угла выхода частиц из лазерной плазмы является очень важной в понимании процессов рекомбинации, протекающих в лазерном факеле. На рис. 4 представлена серия угловых энергетических распределений ионов алюминия. Важно ответить на вопрос – имеются ли принципиальные отличия в энергетических спектрах с изменением угла выхода из сгустка. Из этих экспериментов однозначно следует, что принципиальных отличий в угловых распределениях не наблюдается. Более того, динамику формирования энергетического спектра ионов различного заряда удобнее наблюдать при изменении угла анализа плазменного факела: в энергетическом распределении присутствуют как "основные" частицы, так и рекомбинационные; развитие энергетического спектра и формирование его идет только в сторону больших энергий за счет появления ионов все с большим зарядом. Что касается зарядовых распределений, то можно отметить, что пучки ионов с

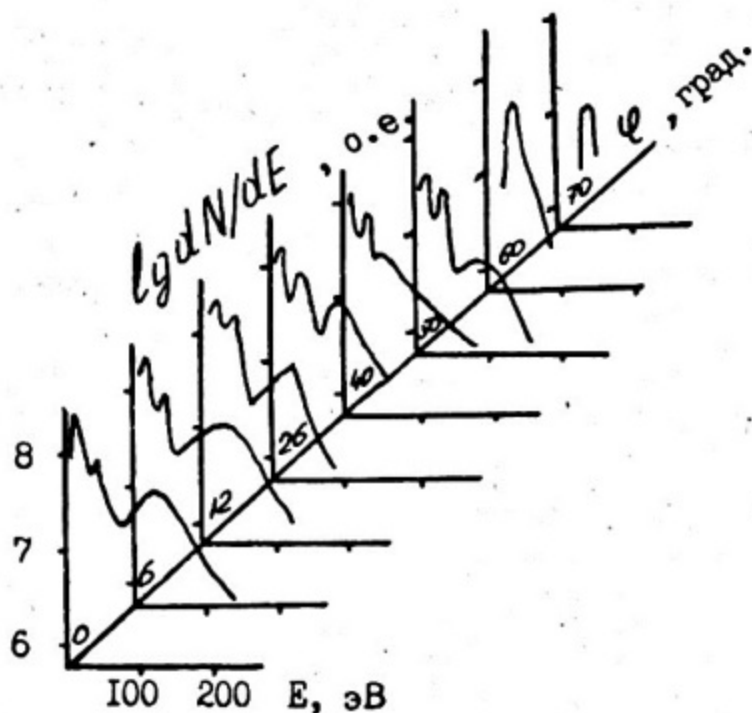


Рис. 4

большой величиной Z "предпочитают" выходить вдоль нормали к мишени. Следовательно, общие особенности характерных энергетических спектров не зависят от угла выхода частиц.

На основании экспериментальных графиков энергетических распределений можно утверждать, что ширина энергетического спектра ионов зависит от состава сгустка по Z (т.е. определяется величиной ионов максимальной зарядности, присутствующих в сгустке) и плотности потока излучения на образце. Форма энергетического спектра частиц лазерной плазмы в основном складывается из двух составляющих (без учета вторичных явлений взаимодействия плазменного факела с собственной поверхностью образца): ионизационной (основной) и рекомбинационной.

Формирование зарядового состава лазерной плазмы

В работе [9] на основе экспериментальных исследований выявлены условия, влияющие на появление в лазерной плазме ионов с различным зарядом. Для получения пучков ионов с заданной величиной Z необходимо, как было показано, повышать плотность потока облучения (т.е. создавать условия для появления электронов с более высокими энергиями) и увеличивать время "жизни" факела (τ_c), требуемое для прохождения последовательной ступенчатой ионизации ($\tau_i(Z)$ - время ионизации), т.е. должно выполняться соотношение $\tau_i(Z) \leq \tau_c$. Из этого

неравенства можно заключить, что для повышения заряда иона в плазме нужно обеспечить условия эксперимента, в котором время "жизни" будет величиной достаточно большой. Как известно, конкурентным процессу ионизации в плазме является рекомбинация, времена прохождения которой достаточно велики по сравнению с временем ионизации. Поэтому при решении задач оптимизации протекания процессов в плазме и получения максимального количества ионов с наивысшей величиной заряда при неизменной величине плотности потока излучения следует учитывать уже другое соотношение — между временами ионизации, существования факела и процессов рекомбинации (τ_p): $\tau_i(Z) \leq \tau_c \leq \tau_p$.

Из соотношения времен ясно, а более точные расчеты показывают, что времена рекомбинации намного больше времен ионизации для плотной высокотемпературной лазерной плазмы.

В лазерной плазме, которая характеризуется быстрым изменением плотности и температуры, не может видимо установиться состояние термодинамического равновесия. Поэтому и сложно теоретически получить решения, совпадающие с экспериментально полученными результатами. В работе [9] рассмотрены различные условия, приводящие к увеличению или уменьшению времени "жизни" сгустка, что позволило наблюдать динамику протекания процесса ионизации. Но продолжая увеличивать время существования сгустка, т.е. затормаживая сгусток плазмы, приходим к условиям, когда в плазме начинают интенсивно протекать процессы рекомбинации.

Рассмотрение влияния процесса рекомбинации на зарядовый спектр лазерной плазмы удобно начать с рассмотрения графика изменения интенсивности выхода частиц с единицы поверхности в зависимости от диаметра пятна фокусировки (d). С увеличением диаметра возрастает и время "жизни" сгустка. Первоначально, с увеличением времени "жизни" факела, это сказывается на эффективности протекания (возрастание величин Z и dN/dS) процесса ионизации, но после достижения определенной величины по d заметную роль начинают играть и рекомбинационные процессы (рис. 5). При малых d это становится заметно на ионах с $Z = 1$ и 2 , а в дальнейшем с ростом начального диаметра факела и для ионов с $Z = 3$ и $Z = 4$ рекомбинационные процессы становятся преобладающими. По наклону графика убывания количества ионов с ростом начального размера сгустка возможно экспериментально оценить время рекомбинации, которое зависит от Z для данного

элемента. Чем выше заряд ионов, тем выше скорость рекомбинации. Скорость рекомбинации в различных моделях термодинамического равновесия по-разному зависит от величины заряда ионов и увеличивается с ростом величины заряда. При протекании рекомбинации в тройных столкновениях скорость рекомбинации пропорциональна Z^3 .

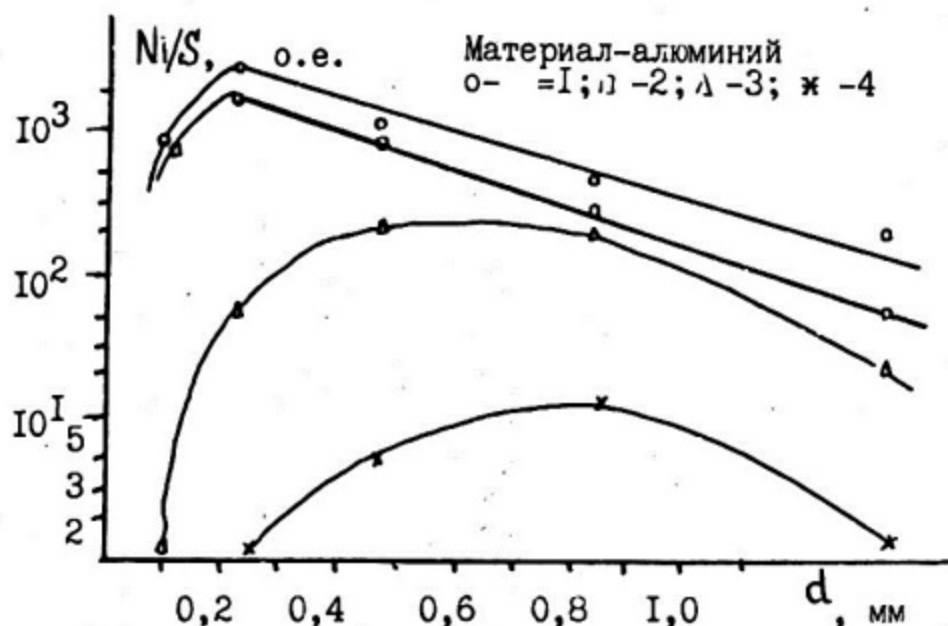


Рис. 5

Как установлено, продолжительность рекомбинации составляет несколько характерных времен разлета, и приближенно можно записать:

$$\int_0^{\infty} \Gamma_z(t) n_e dt \approx \tau_0 \langle \Gamma_z n_e \rangle = \frac{R_0}{U} \langle \Gamma_z n_e \rangle, \quad (7)$$

где $\langle \Gamma_z n_e \rangle = \tau_p$ равно среднему значению времени рекомбинационных процессов за весь разлет сгустка.

Отсюда получено: $\tau_p \frac{R_0}{U} = - \frac{d}{U} \tau_p^{-1}$; (8)

$$\tau_p = - \ln \frac{R_0}{R_0} U / R_0. \quad (9)$$

Уменьшение эмиссии ионов, при увеличении начального размера от 300 до 1500 мкм, связано с таким режимом разлета плазмы, когда время "жизни" сгустка оказывается больше, чем время процесса рекомбинации, т.е. за спад эмиссии ионов ответственность несут возрастающие с увеличением d рекомбинационные потери. По наклону правой части кривых рис. 5 можно определить средние значения времен рекомбинации в лазерной плазме для ионов различной величины Z . Взяв соответствующие размеры сгустка и скорость разлета и подставив в полученную формулу, получим оценку среднего времени рекомбинации

для ионов $Z = I$, которая равна 10^{-8} с. В работе [12] приведены расчеты времен рекомбинации большого класса веществ, которые находятся в хорошем согласии с результатами наших экспериментов. Причем, из экспериментальных результатов, следует уменьшение времени рекомбинации с ростом Z , т.е. кривая зависимости $dN/ds = f(d)$ имеет более крутой спад для высокозарядных ионов.

Из экспериментальных графиков, подобных представленному на рис. 5, получена оценка зависимости скоростей рекомбинации от величины заряда иона, которая оказалась слабее квадратичной зависимости и более близка к линейной, что, как видим, не подходит для тройной Z^3 и фото Z^2 . Для процессов же перезарядки, в частности, на атомах водорода характерна линейная зависимость от Z^{α} ($\alpha \approx 1,0-1,1$) [17], если скорости частиц не очень велики (10^7 см/с). Следовательно, большую роль в рекомбинации должны играть перезарядные процессы.

Время существования плазмы определяется временем ее разлета под действием собственного давления, а время разлета, как было представлено, по порядку величины зависит от отношения размеров плазменного сгустка к средней скорости разлета. Регулировку средней скорости разлета лазерной плазмы, при сохранении поглощенной энергии излучения на постоянном уровне, возможно проводить за счет изменения величины средней массы сгустка:

$$M_{\text{ср}} = \frac{m_1 n_1 + m_2 n_2 + \dots + m_k n_k}{n_1 + n_2 + \dots + n_k}, \quad (10)$$

где m_1, m_2, m_k - атомные массы электронов образца; n_1, n_2, n_k - величины концентраций атомов.

Для выявления роли средней массы факела на процессы рекомбинации проведены эксперименты, где средняя масса сгустка варьировалась посредством изменения состава образца. Для этого выбирались соответствующие бинарные соединения, где одна из компонент ряда сохранялась неизменной, так, например: $NaCl$, NaI , NaF , $NaBr$, $CuCl_2$, CuI_2 , $CuBr_2$, $PbCl_2$, PbI_2 . С характеристиками плазмы бинарных соединений сравнивались энергетические спектры от чистых образцов меди и свинца. Такой выбор образцов дает возможность рассмотреть в полном объеме влияние как легкого компонента на основной - тяжелый, так и в обратном порядке - тяжелого второго компонента на легкий основной.

На рис. 6 представлены графики изменения количества ионов натрия с $Z = 1, 2$ и 3 в зависимости от атомного веса примеси. С увеличением атомного веса второго компонента, т.е. с увеличением времени "жизни" факела, количество ионов всех зарядностей значительно уменьшается (до 10 раз), причем чем выше величина заряда, тем интенсивнее процесс рекомбинации. Увеличение времени "жизни" факела, обусловленное увеличением M_{cp} образца, приводит к тому, что в факеле, образованном из соединений NaI и $NaBr$, отсутствуют трехзарядные ионы, наблюдавшиеся для малых M_{cp} .

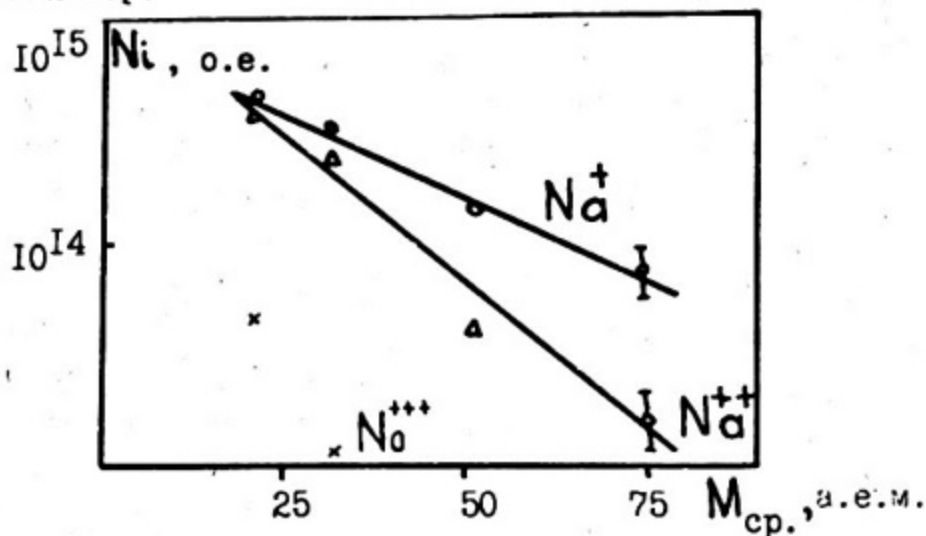


Рис. 6

Если ионы натрия можно отнести к легким элементам, то влияние тяжелого компонента удобно рассмотреть на основе соединений свинца. Из этого следует такое же снижение эмиссии ионов с $Z = 1$ и $Z = 2$ из лазерного факела с увеличением атомного веса второго компонента или M_{cp} образца. Сравнение характеристик бинарных соединений с параметрами факела от монообразцов необходимо проводить очень осторожно, учитывая спектры нейтрального компонента плазмы и модель процесса ионизации, представленную в работе [9], так как необходимо вводить коэффициент, учитывающий соотношение атомов в образце. Это нужно для того, чтобы выровнять начальные условия эксперимента по количеству участвующих в нем атомов. Так, например, при сравнении характеристик плазменного факела от образцов из свинца с его соединениями $PbCl_2$ и PbI_2 требуется количество ионов от "чистого" образца уменьшить на одну треть, так как при образовании плазмы лазерным лучом из бинарных соединений первоначально нейтральных

этом будет в 3 раза меньше (конечно, если считать, что образующаяся при таком взаимодействии опно и то же количество всех частиц от разных образцов).

Управление процессом рекомбинации в лазерной плазме

Из определения времени разлета следует, и эксперименты это подтверждают, что существует равная возможность управления процессами в лазерной плазме как со стороны начального размера факела, так и средней массы сгустка. Наиболее интересным в этом отношении является одновременное изменение начальных условий с помощью этих двух параметров. Рассмотрим характеристики разлета лазерной плазмы двухкомпонентного соединения в зависимости от диаметра пятна фокусировки в том случае, когда плотность потока излучения сохраняется на одном уровне, на примере энергетических распределений ионов бинарного соединения $PbCl_2$, которые иллюстрируют эволюцию спектров в зависимости от диаметра пятна фокусировки. Так как увеличение начального диаметра факела приводит к росту времени "жизни" плазмы, то этот факт обуславливает увеличение эмиссии ионов свинца и хлора всех зарядностей, но скорость роста количества ионов всех Z различна для этих элементов. На рис. 7 представлены интегральные характеристики изменения выхода частиц свинца и хлора, из которых следует, что в зависимости от элемента и величины Z максимальная эффективность эмиссии приходится на различные величины начального разлета факела (d).

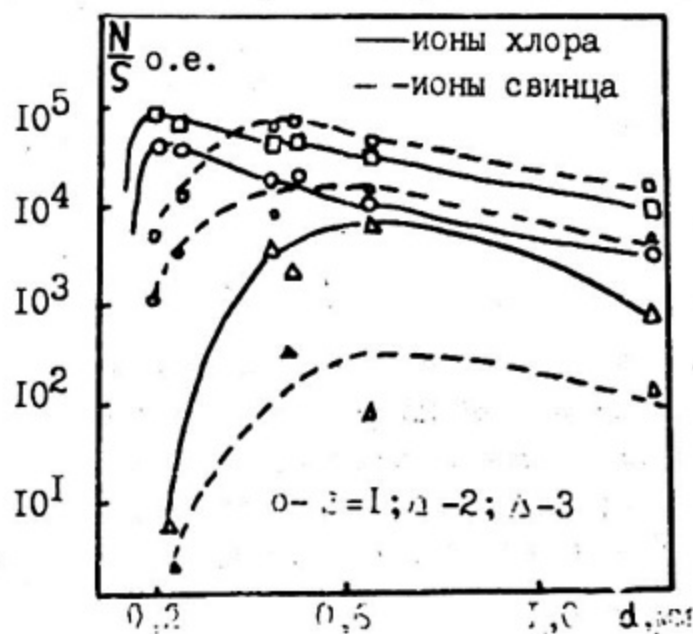


Рис. 7

Интересно сравнить значение величин d , на которые приходится максимум эффективности эмиссии ионов близких масс, при наличии второй компоненты и без нее. Возьмем для примера графики эффективности выхода ионов алюминия (27 а.е.м.) и хлора (35 а.е.м.) в зависимости от d . Максимум эффективности выхода однозарядных ионов алюминия соответствует величине $d = 350$ мкм, следовательно, для образцов из "чистого" хлора максимум эффективности эмиссии должен приходиться на начальный размер не меньше этой величины. В случае ее подсоединения к хлору свинца происходит замедление разлета всего сгустка, т.е. происходит увеличение времени "жизни" сгустка, что приводит к сдвигу максимума выхода частиц с единицы поверхности в сторону меньших d . Процессы рекомбинации начинают вступать в более ранней фазе, характеризуемой величиной d , что и наблюдается в экспериментах — максимум эффективности выхода ионов хлора приходится на $d = 200 + 280$ мкм.

Вследствии того, что максимумы эффективности выхода ионов (представлено для хлора и свинца) приходится на различные величины d , то это дает возможность активно вмешиваться и управлять процессами рекомбинации для тех или иных элементов в сгустке. Так, на рис. 8 представлен график изменения отношения эмиссии однозарядных ионов хлора к свинцу в зависимости от d для двух величин плотности потока излучения на образцах. В зависимости от диаметра пятна фокусировки в диапазоне от 0,2 до 1,5 мм в лазерной плазме происходит сильное изменение отношения эмиссии ионов различных масс (соотношения изменяются от 25 до 0,5). При этом, для $d = 400$ мкм, это соотношение соответствует реальному стехиометрическому составу атомов в использованной для экспериментов мишени 2 : 1. Это означает, что при соответствующем подборе времени разлета плазменного сгустка может сложиться благоприятная ситуация, когда относительное содержание ионов в плазме сравнивается с содержанием атомов в образце.

Рассмотрим влияние процесса рекомбинации на зарядовый состав факела на примере графика рис. 8 из работы [9], где изображено влияние средней массы сгустка на зарядовый состав ионов углерода. Если в лазерной плазме "чистого" углерода наблюдаются только ионы с $Z = 5$, при данной плотности облучения, то

подсоединении легких атомов (мишень $(C_2H_2)_n$ - полиэтилен) приводит к более ускоренному разлету, уменьшению времени "жизни" плазменного сгустка, и ионы с $Z = 5$ не успевают образоваться в лазерной плазме (время ионизации пятизарядных ионов меньше времени "жизни" сгустка), поэтому наблюдается максимальный заряд ионов $Z = 4$. Замедление разлета, а следовательно, и увеличение времени "жизни", приводит к росту частиц ионов с $Z = 5$ и появлению ядер углерода в продуктах разлета. Замедление достигается за счет применения образцов из тефлона - $(CF_2)_n$.

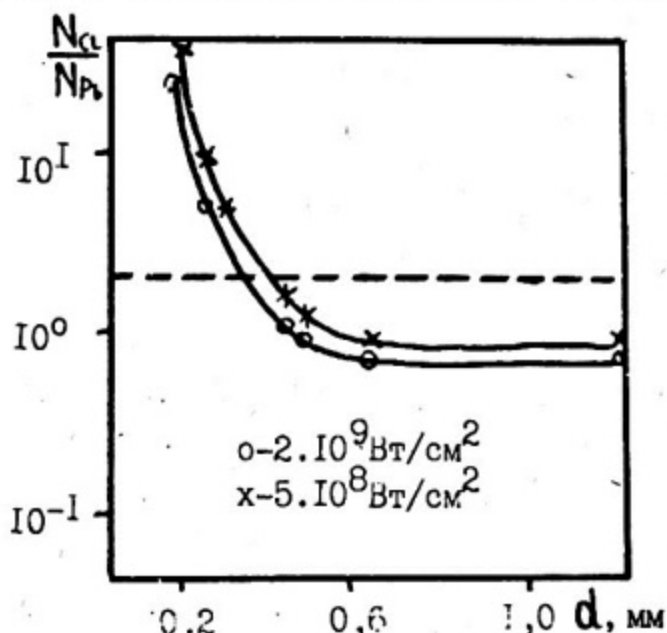


Рис. 8

Увеличение средней массы факела, с помощью утяжеления второго компонента, приводит к еще большему замедлению разлета, и начинает проявляться влияние процессов рекомбинации. Использование карбидов TiC и AlC в качестве образцов так увеличивает время "жизни" сгустка, что эффективно включаются процессы рекомбинации для ядер углерода, и в сгустке они отсутствуют, а еще большее замедление сгустка, использование мишени из ZrC , приводит к эффективной рекомбинации ионов с $Z = 5$, и в лазерной плазме наблюдаются (как в случае образца из поли-этилена) ионы углерода с $Z = 4$.

Перезарядка ионов лазерной плазмы

Процессам перезарядки в плазме посвящено достаточно большое количество работ [10]. При рассмотрении же разлета лазерной плазмы в вакуум обычно этот тип рекомбинации не учитывается, так как при 10^{-5} торр и ниже такие процессы считаются маловероятными.

Процесс перезарядки потоков многозарядных ионов лазерной плазмы в ионы с меньшей величиной Z возможен при наличии холодного слоя нейтрального или слабо ионизованного газа, образованного перед "горячим ядром" факела за счет нарастающей части импульса лазера, несмотря на очень высокую контрастность импульса излучения (10^5), в соответствии с распределением плотности частиц в зависимости от расстояния от мишени, полученным с помощью спектроскопической методики в работах Бойко В.А. с сотрудниками. При низких контрастах импульса излучения лазера (использование серийных лазеров типа ЛТИ) наличие такого слоя можно считать обязательным. От массового состава этого слоя зависит величина вероятности сечения перезарядки. Так, для газа, состоящего из атомов образца, возможно протекание резонансной перезарядки. Величина сечения в этом случае в среднем равна 10^{-14} см^2 , которая возрастает с уменьшением энергии налетающих частиц. При взаимодействии разнородных атомов, как правило, сечения равны 10^{-17} см^2 и имеют пороговые значения в области низких энергий взаимодействующих частиц. При изучении потоков нейтральных атомов лазерной плазмы установлено, что энергетический спектр состоит из атомов испаренных из образцов и рекомбинированных из ионов различных величин Z . Количество нейтральных атомов составляет не менее 95% от общего количества частиц для 10^{10} Вт/см^2 . Рекомбинационные нейтральные атомы не могут существенным образом влиять на процессы перезарядки. Потоки же тепловых атомов будут участвовать в таких процессах только в тех случаях, если они образуются перед основным факелом, или, другими словами, будут препятствовать разлету многозарядных ионов, которые обязаны будут пройти сквозь них, так как многозарядные ионы имеют более высокие направленные скорости разлета.

Хорошей иллюстрацией протекания процессов перезарядки в лазерной плазме являются результаты экспериментов по изучению поперечного разлета ионов лазерного факела [11]. В этих работах было замечено, что кроме ионов основного элемента в масс-спектрах наблюдается значительное количество ионов водорода, углерода, кислорода и азота. Эти ионы в таких количествах не присутствуют в матрице образца, а находятся в виде адсорбированных слоев на поверхности образца при величине вакуума $10^{-5} + 10^{-6} \text{ мм.рт.ст.}$ (предварительная откачка масляным насосом, а высоковакуумная НОРДами). Для удаления с поверхности адсорби-

рованных газов применена лазерная очистка с использованием второго лазера, синхронизованного с основным (время опережения 100 пкс) и работающего в режиме модуляции добротности (пятно облучения 1 мм). При включении второго лазера резко снижалось количество адсорбированных ионов в масс-спектрограммах.

Отметим, что в случае "загазованной" поверхности наблюдаемые ионы углерода, азота и кислорода имеют зарядность до $Z = 3$, причем энергетическое распределение этих ионов существенно отличается от распределения ионов основного элемента. Максимумы энергетического распределения этих ионов сдвинуты в сторону низких энергий. В распределениях же по скоростям максимумы интенсивности ионов для этих элементов совпадают с максимумами скоростных распределений многозарядных ионов основного элемента образца. Следовательно, энергии ионов аналогичных элементов, имеющих в образце, выше, чем энергии ионов, образующихся из адсорбированных газов, присутствующих на поверхности образца. Таким образом, можно говорить о различных механизмах образования и ускорения ионов адсорбированных газов и основного факела. На основании экспериментальных исследований поперечного разлета лазерного факела можно предложить следующую модель пространственного разлета лазерно-плазменного факела.

Основная, горячая, часть сгустка факела является источником рентгеновского и ультрафиолетового излучения, а также источником многозарядных ионов, которые облучают поверхность образца вокруг места своего образования. В результате этого происходит интенсивное испарение атомов адсорбированных газов и, возможно, некоторой части материала образца.

После образования и нагрева лазерной плазмы в пространстве перед мишенью (если считать, что разлет еще не начинался) имеется горячее ядро, состоящее из многозарядных ионов, и окружающий его "холодный" слой из атомов мишени и десорбированных газов. Измерения распределения электронной плотности в зависимости от расстояния от поверхности образца, проведенные спектрометрическими методами [6], указывают на наличие перед поверхностью большой части электронов с низкой плотностью. Это также свидетельствует о возникновении в начальной фазе воздействия импульса излучения нейтрального и низкоионизованного газа. Плазменное облако наиболее эффективно нагревается вблизи плазменной частоты. В процессе разлета "горячая" часть факела за

счет наличия у ее частиц более высокой направленной скорости разлета пройдет сквозь слой "холодного". В результате взаимодействия потоков многозарядных частиц с атомами мишени и десорбированными газами возможно прохождение следующих процессов: резонансная и нерезонансная перезарядки многозарядных ионов горячего ядра, ионизация "холодного" слоя газа и увеличение энергии ионов данного слоя за счет взаимодействия с основными потоками ионов, рассеивание налетающих частиц на холодном облаке.

Анализ экспериментальных данных поперечного и обратного разлета частиц лазерной плазмы [II] показывает, что эффективность рекомбинации линейно растет с увеличением заряда иона. Эти факты хорошо укладываются в структуру процессов перезарядки [I7]. Эффекты перезарядки на слое газа из десорбированных атомов с поверхности мишени особенно удобно наблюдать при разлете факела вдоль поверхности образца, так как толщина такого слоя существенно возрастает по причинам, указанным выше.

Заключение

В данной работе сделана попытка восстановления механизмов протекания рекомбинационных процессов через анализ продуктов разлета лазерной плазмы. Из полученных энергетических спектров частиц можно с уверенностью заявить, что некоторая часть их сформирована в результате рекомбинационных процессов типа

$Z \rightarrow Z-1 \rightarrow Z-2$ и т.д. вплоть до атомов.

Как установлено, в лазерной плазме процессы рекомбинации проходят нестационарно и неравновесно, и за счет изменения времени "жизни" факела можно управлять интенсивностью рекомбинации: усиливая или ослабляя ее, что отражается в энергетическом и зарядовом спектрах продуктов разлета. Регулировка процесса рекомбинации осуществлена двумя различными по методике и характеру способами. Особый интерес в этом отношении представляет случай анализа зарядового и количественного состава факела бинарных образцов, полученных в процессе изменения диаметра пятна фокусировки.

Так как плазменный сгусток является интенсивным источником в различных диапазонах длин волн, то несомненно, что фото-рекомбинация является одной из составляющих общего процесса формирования факела. Но последние данные по исследованию поперечного и обратного разлета [II] указывают на необходимость

учета процессов перезарядки на "холодной" части собственного и десорбированного с поверхности газа. Это подтверждается и на основе ранее полученных зависимостей скоростей рекомбинации от величины заряда иона, полученных по изменению времени "жизни" факела.

Литература

1. Быковский Ю.А. и др. - ЖТФ, 1974, т.44, с.73.
2. Афанасьев Ю.В. и др. - ЖТФ, 1972, т.63, с.121.
3. Mattioli M. - *Plasma Physics*, 1971, v.3, n1, p19.
4. Runty P. - *Plasma Physics*, 1974, v.16, p.247.
5. Держиев В.И., Захаров А.Ю. Кинетика ионизации и рекомбинации. - Препринт ИПМ АН СССР, М., 1978, № 60.
6. Бойко В.А., Крохин О.Н. Исследование параметров и динамика лазерной плазмы. - Препринт ФИАН, 1972, № 121.
7. Ripin B.N. et al. *Phys Rev Lett.*, 1975, V. 34, p.1313.
8. Быковский Ю.А. Нейтралы лазерной плазмы. - Тезисы доклада на VI Всесоюзном симпозиуме. - Рязань, сентябрь, 1986.
9. Быковский Ю.А., Сильнов С.М. Ионизация атомов и ионов в лазерной плазме. - Препринт/МФИ, 1986, 004-86.
10. Мак-Диниэль Ч. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967.
11. Бабинов Ю.А., Облизин А.Н., Романюк В.И., Сильнов С.М. Поперечный и обратный разлет лазерной плазмы. - Тез.док. Всес. сем. - Гродно, 17-19 сент., 1986.
12. Держиев В.И., Рамендик Г.Н. и др. О влиянии химического состава на кинетику ионизации и рекомбинации в искровой и лазерной плазме. - Препринт ИОМ АН СССР, М., 1980, № 23.
13. Афанасьев Ю.В. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. - сер. Радиотехника, М., 1978, т.17.
14. Быков В.Н., Пергамент А.Х. - Препринт ИАЭ, 1978, № 56.
15. Быковский Ю.А. и др. - ЖТФ, 1986, т.38, с.1194.
16. Арзуманян Г.М. и др. Высокочувствительный масс-спектрометр "ЛИДИА". - Препринт ОИЯИ, P2799-15, 1982.
17. Мюллер А., Шевелько В.П. - ЖТФ, 1980, т.50, в.5, с.985.

Юрий Алексеевич Быковский
Сергей Михайлович Сильнов

Рекомбинация ионов лазерной
плазмы

Рукопись поступила в издательский отдел 18.02.87

Ответственный за выпуск С.М.Сильнов

Л. -59752 Подписано в печать 20/IV-87г. Формат 60x84I/16

П.л. 1,5 Уч.-изд.л. 1,5

Тираж 150 экз.

Изд. № 006-87

Заказ 1312

Цена 10 коп.

Типография МИИ, Каширское шоссе, д. 31