

ФОРМИРОВАНИЕ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕРХИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ОЧИЩЕННУЮ ПОВЕРХНОСТЬ МИШЕНИ

*Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко,
А. А. Русанов, А. Б. Савельев*, Д. С. Урюпина*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

*Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 февраля 2006 г.

Обнаружено, что при воздействии фемтосекундного лазерного излучения интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см² на твердотельную вольфрамовую мишень, очищенную от поверхностного слоя углеводородных и окисных соединений, средний заряд ионов вольфрама достигает 22+, а максимальный 29+. При этом максимальная энергия таких ионов приближается к 1 МэВ. Соответствующие значения, полученные на неочищенной мишени при тех же параметрах лазерного импульса, составляют 3+, 5+ и 150 кэВ. Результаты численного моделирования показывают, что столь высокий максимальный заряд ионов может достигаться благодаря появлению на резкой границе плазма–вакуум электростатического амбиполярного поля. Основным механизмом ионизации ионов с максимальными зарядами является, по-видимому, ударная ионизация в присутствии внешнего квазистатического поля. Кроме того, существенную роль может играть и прямая надпороговая ионизация этим полем. Показано также, что в условиях чистой мишени тяжелые ионы эффективно ускоряются горячими электронами. Это приводит к формированию ионов с высокой энергией. Детально проанализировано влияние рекомбинации на заряд регистрируемых ионов.

PACS: 52.38.Kd, 52.50.Jm

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение ионов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с горячей плотной плазмой является в настоящее время одним из наиболее перспективных направлений исследований в физике сверхсильных световых полей [1–5]. Такие ионы могут найти широкое применение при решении целого ряда задач: от быстрого поджига термоядерной реакции [6–8] до моделирования астрофизических процессов [9], формирования ионных ступок для ионных ускорителей, ионной имплантации [10] и пр. При субрелятивистских интенсивностях (примерно до 10^{18} Вт/см²) ускорение ионов по нормали к поверхности мишени происходит в ква-

зистатическом электрическом поле, возникающем вследствие разделения зарядов на границе раздела плазма–вакуум [11, 12]. Энергетический спектр ионов условно может быть разделен на две компоненты — «быструю» и «медленную», появление которых связано с существованием в плазме двух электронных компонент — горячей и тепловой [13, 14]. Средняя энергия каждой из компонент пропорциональна средней энергии соответствующей электронной компоненты и среднему заряду ионов [15].

Как было показано в ряде работ [16–19], даже при остаточном давлении в камере взаимодействия на уровне 10^{-5} Торр на поверхности мишени всегда присутствует адсорбированный слой углеводородов, что приводит к преимущественному ускорению до больших энергий легких ионов (в первую очередь,

*E-mail: ab_savelev@phys.msu.ru

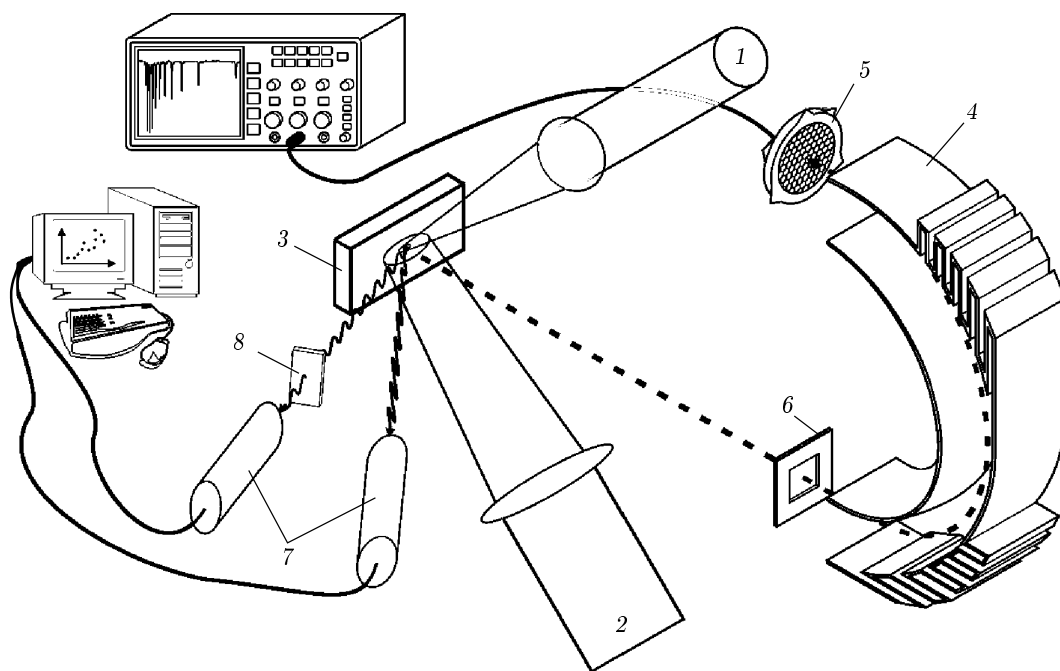


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — фемтосекундный лазерный импульс, 2 — наносекундный чистящий лазерный импульс, 3 — вольфрамовая мишень, 4 — электростатический масс-спектрометр, 5 — микроканальная пластина, 6 — диафрагма, 7 — рентгеновские детекторы на базе сцинтиллятора NaJ(Tl) и ФЭУ-119, 8 — полосовые рентгеновские фильтры (Al, Be)

протонов), в то время как тяжелые ионы, составляющие вещество мишени, получают существенно меньше энергии на единицу заряда [19, 20]. Преобладание примесных ионов в токе быстрых частиц из плазмы не только существенно сужает возможный спектр приложений, но и значительно затрудняет понимание физических процессов, приводящих к формированию быстрой ионной компоненты. Для преимущественного ускорения тяжелых ионов нами была разработана методика лазерно-плазменной очистки поверхности, обеспечивающая эффективное удаление не только углеводородного, но и окисного слоев [19], и продемонстрирована возможность получения ионов вольфрама с зарядом до 29+ и энергией до 1 МэВ при относительно невысокой интенсивности фемтосекундного лазерного импульса в 10^{16} Вт/см² [21].

Целью настоящей работы является последовательный анализ полученных экспериментальных данных по ускорению и ионизации быстрых ионов на очищенной поверхности вольфрамовой мишени. В первой части работы проведен подробный анализ экспериментальных данных по ускорению тяжелых многозарядных ионов вольфрама фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см² на поверхности мишени, предвари-

тельно очищенной лазерным излучением. В этих условиях удалось получить существенное число ионов вольфрама с аномально высоким зарядом до 29+ (потенциал ионизации свыше 800 эВ), ускоренных горячей электронной компонентой до энергий 1 МэВ. Во второй части работы на основе сравнения экспериментальных результатов с результатами численного моделирования проведена оценка параметров горячих и тепловых электронов в момент воздействия лазерного импульса и выявлены существенные особенности в процессе ионизации быстрых ионов на резкой границе плазма-вакуум. В заключительной части работы приведены результаты дополнительных экспериментов и численные оценки, подтверждающие, что наблюдаемый в эксперименте аномальный заряд части быстрых ионов вольфрама связан с влиянием амбиполярного поля на скорость процессов ионизации.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте проводились измерения ионных токов из плазмы, формируемой мощным фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности вольфрамовой мишени. Поверхность мишени бы-

ла предварительно очищена от слоя окислов, углеводородных соединений и паров воды с помощью воздействия дополнительным наносекундным лазерным импульсом.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для формирования плазмы использовался лазерный импульс, генерируемый фемтосекундной лазерной системой на красителе. Данная система позволяет получать лазерный импульс на длине волны 616 нм, длительностью 200 фс и энергией до 500 мкДж [22]. При фокусировке такого импульса на поверхности мишени с помощью безаберрационного объектива удавалось достичь интенсивности около $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². При этом плотность энергии спонтанной люминесценции не превышала 0.3 Дж/см² (длительность импульса спонтанной люминесценции 40 пс, энергия примерно 100 нДж, площадь пятна фокусировки 150–200 мкм², интенсивность около 10^{10} Вт/см²). Такое значение плотности энергии меньше, чем известные значения для порога пробоя вольфрама. Для лазерного импульса длительностью 100 фс порог пробоя для золота составляет 0.25 Дж/см², эта величина медленно возрастает с увеличением длительности лазерного импульса от 100 фс до 10 пс [23]. Излучение падало на мишень под углом 45° и имело *p*-поляризацию. Мишень, представляющая собой вольфрамовую пластинку, находилась в вакуумной камере, откачанной до давления 10^{-5} Торр с помощью турбомолекулярного насоса. После каждого лазерного выстрела мишень сдвигалась на 100 мкм для обеспечения свежей поверхности.

Для удаления поверхностного слоя загрязнений мишень перед каждым выстрелом подвергалась воздействию лазерного импульса ХеС1 эксимерного лазера. Очищающий лазерный импульс имел длительность 30 нс, энергию 10 мДж, длину волны 308 нм и падал на мишень под углом 45° навстречу фемтосекундному лазерному импульсу. Излучение фокусировалось кварцевой линзой в пятно диаметром 500 мкм таким образом, чтобы полностью перекрывать область воздействия фемтосекундного импульса. Время задержки между очищающим и фемтосекундным импульсом выбиралось на основе наших предыдущих экспериментов и было равным 100 мкс [19]. Время задержки не должно быть слишком маленьким, для того чтобы мишень успевала остыть после воздействия очищающего импульса. С другой стороны, это время не может быть слишком большим, так как через какое-то время в результате адсорбции атомов остаточного газа в камере и диффузии атомов из глубины мишени произой-

дет восстановление поверхностного загрязняющего слоя. Плотность энергии очищающего импульса составляла $W = 3$ Дж/см². Простые оценки и измерения показывают, что для такой плотности энергии слой мишени толщиной порядка 100 нм нагревается до температуры около 10^5 К и реализуется режим плазменной очистки. В таком режиме с поверхности эффективно удаляются не только пары воды и масел, но и окисный слой. Отметим, что воздействие очищающего импульса не приводило к существенным изменениям топологии поверхности мишени. Съемка поверхности с помощью сканирующего полевого электронного микроскопа в нормальной (2 кВ) и топографической модах показала, что после воздействия очищающего импульса остаются только небольшие стохастические неровности с характерным продольным размером порядка нескольких десятков микрон, высота неровностей не превышает 0.1 мкм.

Для измерения ионных токов плазмы использовался электростатический спектрометр. Данный спектрометр позволяет производить регистрацию ионов с разделением их по энергии и по отношению заряда к массе иона. Поскольку для большинства ионов отношение заряда к массе является уникальным числом, не повторяющимся для другого иона, это позволяет разделить ионы как по заряду, так и по массе. Подробно принцип работы данного спектрометра изложен в работе [24]. Энергия и заряд иона определяются следующими формулами:

$$t [\text{с}] = e \sqrt{\frac{M}{Z}} \sqrt{\frac{k}{2U}}, \quad (1a)$$

$$E [\text{эВ}] = kUZ. \quad (1б)$$

Здесь U — суммарное напряжение на обеих обкладках спектрометра, t — время пролета иона от мишени до микроканальной пластины, e — заряд электрона; $k = 3.9 \pm 0.4$ эВ/В — константа, определяемая геометрией спектрометра, Z — заряд иона, M — масса иона. В течение эксперимента напряжение на спектрометре изменялось в диапазоне от 0.1 до 8.5 кВ, что позволило регистрировать ионы с энергиями на единицу заряда от 0.4 до 33.1 кэВ. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 8 % FWHM. При каждом значении напряжения регистрировалось около 20 ионных токов. Измерения проводились примерно для 20 различных напряжений. Такие последовательные измерения позволяют в итоге получить энергетические спектры всех ионов, вылетающих из плазмы.

Одновременно с измерениями ионных токов в каждой реализации проводились измерения выхода

жесткого рентгеновского излучения в двух различных спектральных диапазонах (более 6 кэВ и более 10 кэВ). Для этого использовались два рентгеновских детектора на базе ФЭУ-119 и сцинтиллятора NaJ(Tl), перед которыми ставились половые фильтры (фильтр 1 — Ве (100 мкм) + Al (100 мкм); фильтр 2 — Ве (100 мкм) + Al (400 мкм)). Такие измерения дают возможность дополнительно контролировать энергию горячих электронов в каждом лазерном выстреле. Методика оценивания средней энергии горячих электронов описана в работах [24, 25].

Результаты рентгеновской диагностики формируемой плазмы также показали, что параметры плазмы очищенной мишени не отличаются от параметров плазмы исходной мишени. Конверсия энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение с энергией кванта больше 6 кэВ и средняя энергия горячих электронов в обоих случаях составили соответственно $10^{-3} \%$ и 6.6 ± 1.5 кэВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 представлены типичные ионные токи плазмы, полученные с помощью электростатическо-

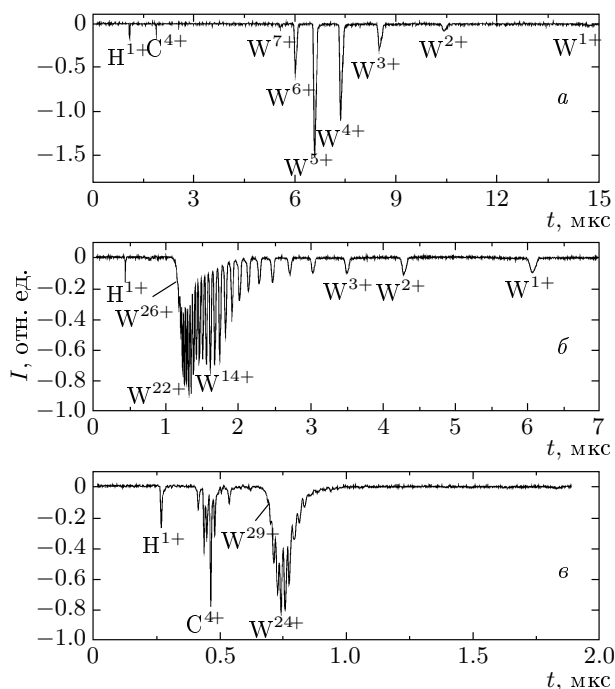


Рис. 2. Ионные токи из плазмы вольфрама, зарегистрированные при различных значениях энергии иона на единицу его заряда: а — 1.8 кэВ, б — 10.1 кэВ, в — 28 кэВ

го спектрометра. Хорошо видно, что для медленных ионов с энергией на единицу заряда равной 1.8 кэВ (рис. 2а) в ионном токе присутствуют главным образом ионы основного вещества мишени с зарядом от 1+ до 7+. С увеличением энергии регистрируемых ионов (рис. 2б) до 10.1 кэВ/на единицу заряда наблюдаются ионы вольфрама с широким зарядовым спектром от 1+ до 24+. Причем в ионном токе хорошо различимы две группы ионов: со средним зарядом около 20+ и ионы со средним зарядом 4+. Небольшая часть ионов водорода, кислорода и углерода, присутствующая в ионном токе, может быть обусловлена как недостаточно полной очисткой поверхности мишени от загрязняющего слоя, так и наличием примесей в самой мишени. Однако количество примесей в ионном токе с очищенной мишени не превышает 2.5 % от общего числа зарегистрированных ионов.

При еще большем увеличении энергии регистрируемых ионов в плазме на очищенной мишени наблюдаются ионы вольфрама с зарядом до 29+ и энергией до 960 кэВ (см. рис. 2в). Регистрация ионов с большими энергиями ограничивалась возможностями спектрометра. Одновременно с ионами вольфрама в плазме присутствуют полностью ионизованные ионы кислорода и углерода. Отметим, что на «грязной» мишени при тех же параметрах лазерного импульса максимальная энергия ионов вольфрама не превышает 150 кэВ [21]. Высокоионизованные ионы кислорода также не наблюдаются.

На рис. 3а представлены энергетические спектры ионов вольфрама, вылетающих из плазмы, сформированной на очищенной мишени. Для наглядности на рисунке приведены спектры только ионов с зарядами 9+, 19+, 24+. В спектрах можно выделить две энергетические компоненты: медленную, с энергиями менее 12 кэВ на заряд, и быструю, с энергиями более 12 кэВ на заряд. Поскольку электроны в плазме, сформированной фемтосекундным лазерным импульсом с умеренной интенсивностью, имеют две энергетические компоненты: тепловую и горячую, ионы в своем спектре тоже приобретают две компоненты. Особенно хорошо две компоненты различимы в спектре иона W^{19+} . Для ионов с низкими зарядами наблюдается только одна энергетическая компонента, соответствующая ускорению медленными электронами (см. спектр иона W^{9+}). Для ионов с высоким зарядом наблюдается только быстрая компонента (см. спектр иона W^{24+}). Эффект ускорения ионов, обладающих высоким зарядом, быстрыми электронами, а ионов с более низким зарядом — тепловыми электронами, продемонстрирован

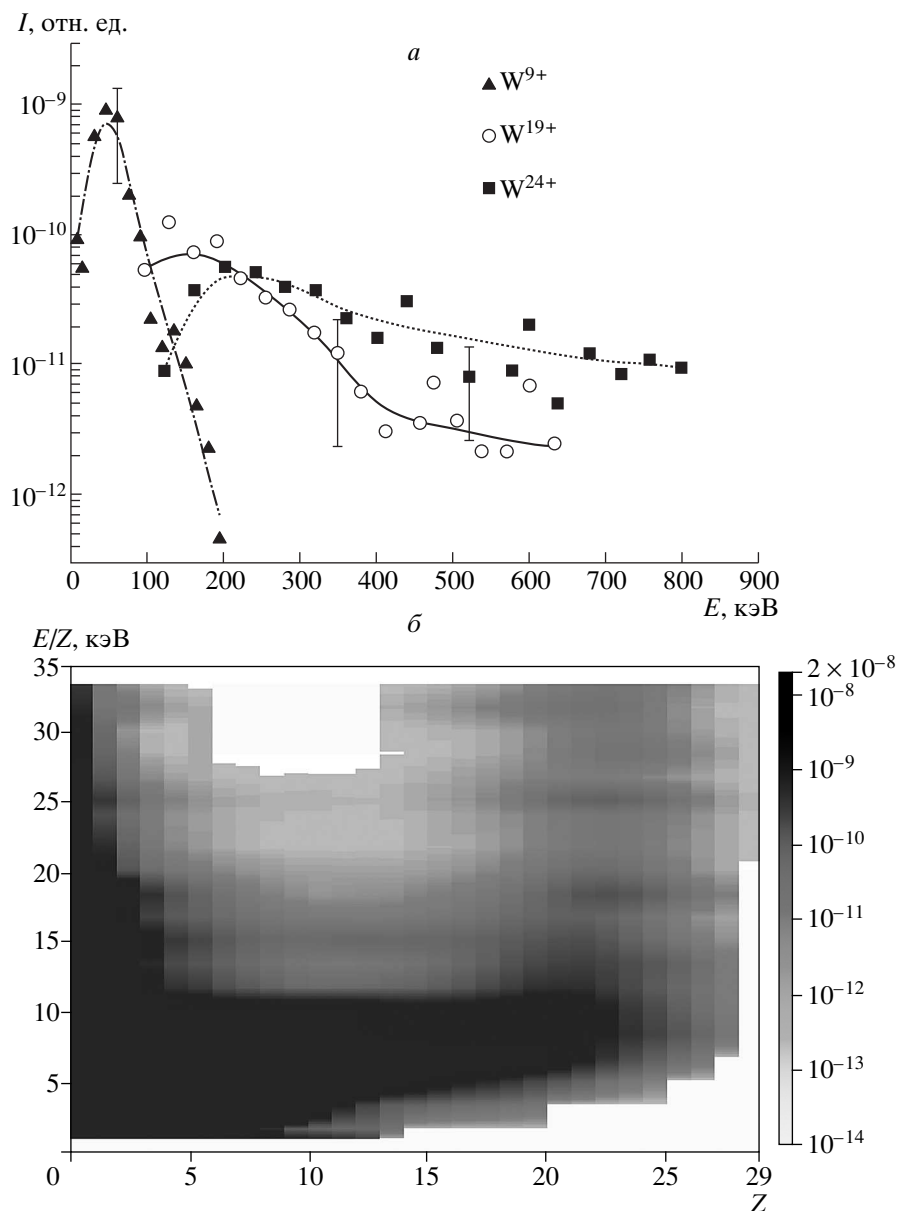


Рис. 3. а) Энергетические спектры ионов вольфрама (линии нанесены для наглядности), б) диаграмма энергетических спектров ионов

также на диаграмме 3б. На диаграмме по оси абсцисс отложен заряд ионов, по оси ординат — энергия иона на единицу заряда E/Z , а степень затемнения показывает количество ионов с данной энергией и зарядом. Более темный цвет соответствует большему количеству ионов. Фактически на диаграмме отложены энергетические спектры всех ионов вольфрама, зарегистрированных в эксперименте. Хорошо видно, что ионы с зарядом более 16+ приобретают большую энергию на единицу заряда по сравнению

с ионами с зарядом от 6+ до 15+. Можно также заметить, что ионы с низкими зарядами от 1+ до 4+ регистрируются во всем диапазоне энергий спектрометра. Основная причина появления ионов с малым зарядом и высокой энергией — это рекомбинация ионов в процессе разлета плазмы. То есть, в момент образования плазмы ионы, ускоренные тепловыми электронами, обладали более высоким зарядом, чем в момент их регистрации детектором.

В случае адиабатического разлета плазмы энер-

гетический спектр ионов будет иметь экспоненциальный вид [15]:

$$f(E) \sim \exp(-E/\alpha), \quad (2a)$$

где α — константа, зависящая от температуры электронов и заряда ионов, $\alpha = T_{1D}Z$. Здесь T_{1D} — температура электронов, Z — заряд ионов, а α соответствует средней энергии ионов. Для одномерного максвелловского распределения средняя энергия связана с температурой как $\langle E \rangle = T_{1D}/2$. В случае ускорения ионов электронами с би-максвелловским распределением ионный спектр имеет более сложную форму. Однако и в области низких энергий, и в области высоких энергий он также приближается к экспоненциальной зависимости. В области низких энергий ионов показатель экспоненты будет определяться тепловыми электронами, а в области высоких энергий ионов — горячими электронами. Чтобы оценить среднюю энергию тепловых и горячих электронов в плазме мы аппроксимировали энергетические спектры ионов суммой двух экспонент:

$$f(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{\alpha_{th}}\right) + \beta \exp\left(-\frac{E}{\alpha_h}\right). \quad (2б)$$

Здесь α_{th} — средняя энергия тепловых ионов, α_h — средняя энергия горячих ионов, а β — коэффициент пропорциональности. На рис. 4а представлена зависимость величины α_{th}/Z (α/Z — энергия иона на единицу заряда), полученной из аппроксимации спектров различных ионов, от заряда соответствующего иона. Данная зависимость соответствует медленным ионам. Известно, что в случае максвелловского распределения электронов в плазме ионы с различным зарядом после ускорения должны приобретать одинаковую энергию на единицу заряда. В данном случае ионы с зарядом от 5+ до 17+ действительно обладают одинаковой энергией на единицу заряда. Средняя энергия ионов на единицу заряда равна 1.5 ± 0.2 кэВ, отсюда можно оценить, что средняя энергия тепловых электронов в плазме составляет примерно 700 эВ. Эта оценка, однако, является сильно завышенной, поскольку не учитывает существенную рекомбинацию ионов при пролете до детектора. Учет такой рекомбинации проведен в следующем разделе в рамках численной модели разлета плазмы.

Увеличение α_{th}/Z для ионов с большим зарядом может быть обусловлено тем, что из-за широкого зарядового распределения ионов в плазме часть наиболее сильно заряженных ионов ускоряется более «горячей» частью тепловых электронов, в то время как

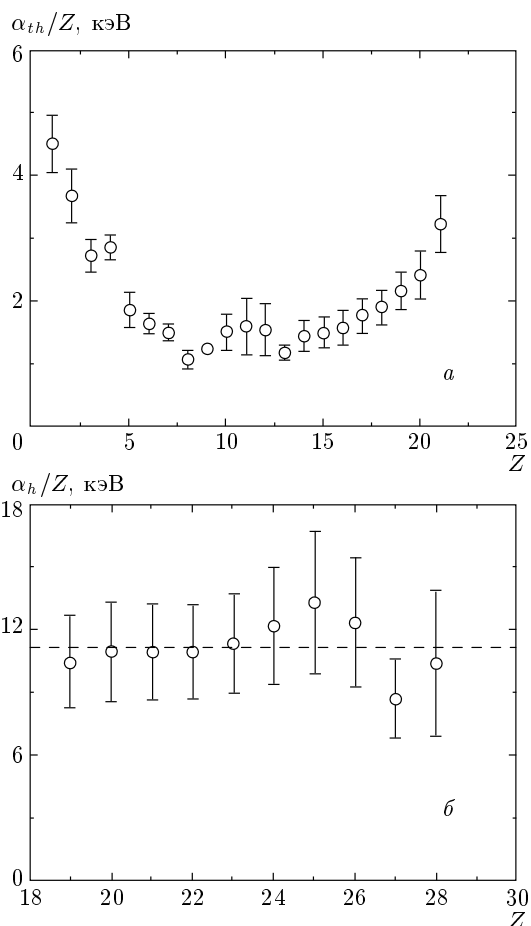


Рис. 4. Зависимость средней энергии ионов на единицу заряда от заряда ионов: а — медленные ионы, б — быстрые ионы

ионы с более низким зарядом ускоряются «холодной» частью тепловых электронов. Таким образом, только часть ионов, обладающих зарядами, близкими к среднему заряду, ускоряются электронами, имеющими энергетическое распределение, наиболее близкое к максвелловскому. На аналогичной зависимости α_h/Z от Z для быстрых ионов (см. рис. 4б) хорошо видно, что все быстрые ионы обладают одинаковой в пределах ошибки энергией на единицу заряда. Можно оценить, что средняя энергия горячих электронов равна примерно 5.6 кэВ. Эта величина согласуется с оценкой, полученной с помощью рентгеновской методики ($E_h = 6.6 \pm 1.5$ кэВ).

Интегрирование энергетических спектров по энергии позволяет также получить зарядовые спектры всех регистрируемых ионов. На рис. 5а представлены зарядовые спектры ионов вольфрама, ускоренных тепловыми и горячими электронами.

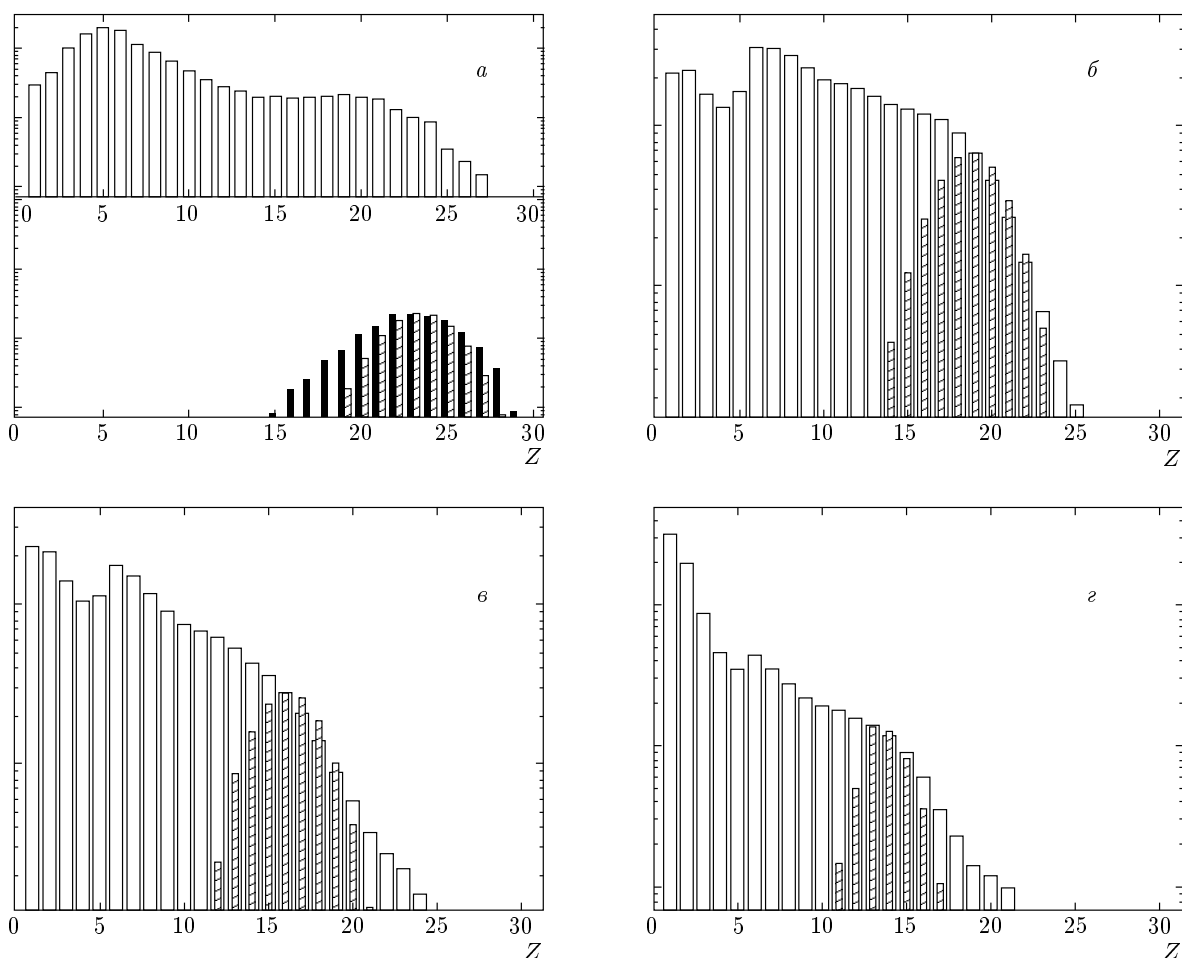


Рис. 5. Зарядовые спектры ионов вольфрама, полученные при различных интенсивностях лазерного импульса: a — $I = 2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см², $б$ — $I = 1 \cdot 10^{16}$ Вт/см², $в$ — $I = 7 \cdot 10^{15}$ Вт/см², $г$ — $I = 4 \cdot 10^{15}$ Вт/см² (белые столбцы — экспериментальные данные, заштрихованные столбцы — расчет; на рисунке a : белые столбцы — экспериментальные данные для тепловых ионов, черные столбцы — экспериментальные данные для быстрых ионов, заштрихованные столбцы — расчет)

При этом считалось, что ионы с энергиями больше 12 кэВ на заряд являются быстрыми, а ионы с энергиями меньше 12 кэВ на заряд — медленными (точка 12 кэВ на заряд соответствует точке перегиба на энергетических спектрах, см. рис. 3а). Полное число быстрых ионов вольфрама составляет около 10% от общего числа детектируемых ионов. Все регистрируемые ионы обладают широким зарядовым спектром. При этом для примесных элементов наблюдаются ионы со всеми возможными зарядами (до 8+ для кислорода и до 6+ для углерода).

На приведенных выше энергетических и зарядовых спектрах ионов видно (см. рис. 3 и 5а), что среди быстрых ионов представлены ионы с более высокими зарядами, а среди медленных ионов — с более

низкими. Более четко данное явление отражено на зависимости среднего заряда ионов от их скорости. Каждая точка для среднего заряда вычислялась в диапазоне скоростей ионов $\Delta v = 2 \cdot 10^5$ м/с. Результат вычисления представлен на рис. 6. На графике хорошо различимы 2 области: «плато» в области больших скоростей и область возрастания заряда в области малых скоростей ионов. Быстрые ионы слабо рекомбинируют при наших экспериментальных условиях (см. следующий раздел), и их зарядовый спектр при разлете плазмы изменяется несущественно, поэтому средний заряд быстрых ионов не изменяется со скоростью и равен 22+. Уменьшение среднего заряда ионов на низких скоростях связано как с рекомбинацией ионов, разлетающихся в плотном

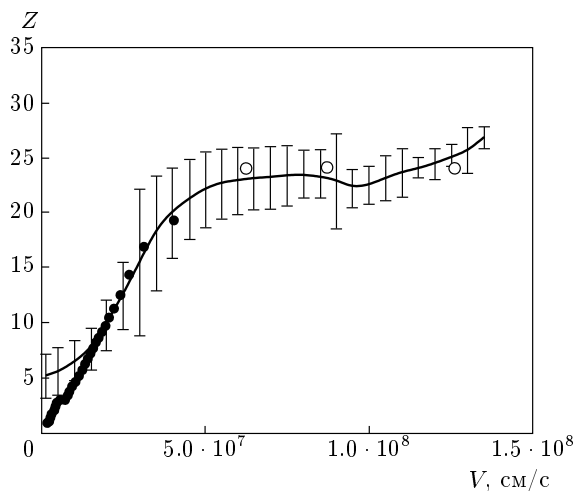


Рис. 6. Зависимость среднего заряда ионов вольфрама от их скорости (линия соответствует экспериментальным данным, ● — расчет для тепловых ионов, ○ — расчет для быстрых ионов)

плазменном облаке, так и с изначально более низким средним зарядом этих ионов, поскольку они формируются в менее нагретых и более глубоких слоях мишени (см. следующий раздел).

Таким образом, исходя из анализа экспериментальных данных, можно сделать следующие выводы.

Ионы вольфрама, регистрируемые из плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² на очищенной мишени, обладают широким зарядовым спектром (от 1+ до 29+).

Ускорение ионов вольфрама происходит как за счет тепловой электронной компоненты, так и за счет горячей. В результате экспериментально зарегистрированы ионы с энергиями вплоть до 960 кэВ. Количество быстрых ионов составляет около 10 % от общего числа зарегистрированных ионов.

Ионы, ускоренные тепловыми электронами, существенно рекомбинируют в процессе разлета плазмы. Рекомбинация быстрых ионов слабо зависит от их начального заряда.

Небольшое количество примесных ионов (водород, углерод, кислород), регистрируемых в эксперименте, также обладает широким зарядовым спектром, в котором представлены ионы со всеми возможными кратностями ионизации, вплоть до полностью ионизованных ионов.

4. ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ И РЕКОМБИНАЦИЯ В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа экспериментальных данных мы провели численное моделирование пространственно-временной динамики плазмы, как в момент ее образования, так и в процессе ее дальнейшего разлета. Для этого мы использовали два численных кода. Первый код позволяет рассчитать динамику взаимодействия мощного короткого лазерного импульса с твердотельной мишенью [26]. Код учитывает поглощение лазерного импульса на движущейся границе плазма-вакуум, кинетику ионизации и рекомбинации, спитчеровскую и баллистическую теплопроводность, гидродинамическое расширение плазмы и позволяет проследить динамику плазмы вплоть до времен порядка пикосекунды. Входными параметрами кода являются: интенсивность, длительность импульса, поляризация, длина волны лазерного импульса, угол падения излучения на мишень и атомный номер вещества мишени. Все вычисления, представленные ниже, были сделаны для входных параметров кода, соответствующих нашим экспериментальным условиям.

Для моделирования рекомбинации ионов в процессе последующего разлета плазмы использовался второй код [27, 28], модифицированный для учета геометрии плазменного факела, которая на основе анализа литературных данных [29, 30] была выбрана в виде конуса с углом раствора порядка 30°. Данный код позволяет рассчитать гидродинамическое расширение плазмы в вакуум или в нейтральный газ на масштабах времени от нескольких пикосекунд до нескольких микросекунд. При этом учитывается кинетика ионизации и рекомбинации, теплопроводность и электрон-ионный тепловой обмен. Особенностью кода является учет возбужденных состояний иона при расчете скоростей ионизации. Скорость рекомбинации вычислялась с учетом трехчастичной, диэлектронной рекомбинации и фоторекомбинации. Однако, как показано в работе [28], влияние диэлектронной рекомбинации и фоторекомбинации на суммарную скорость рекомбинации мало. В качестве входных параметров этого кода использовались пространственно-временные профили концентрации ионов, заряда ионов и температур электронов и ионов, полученные с помощью первого кода. Оба численных кода не учитывают наличие горячих электронов в плазме, однако такое приближение сильно не искажает результаты моделирования, по-

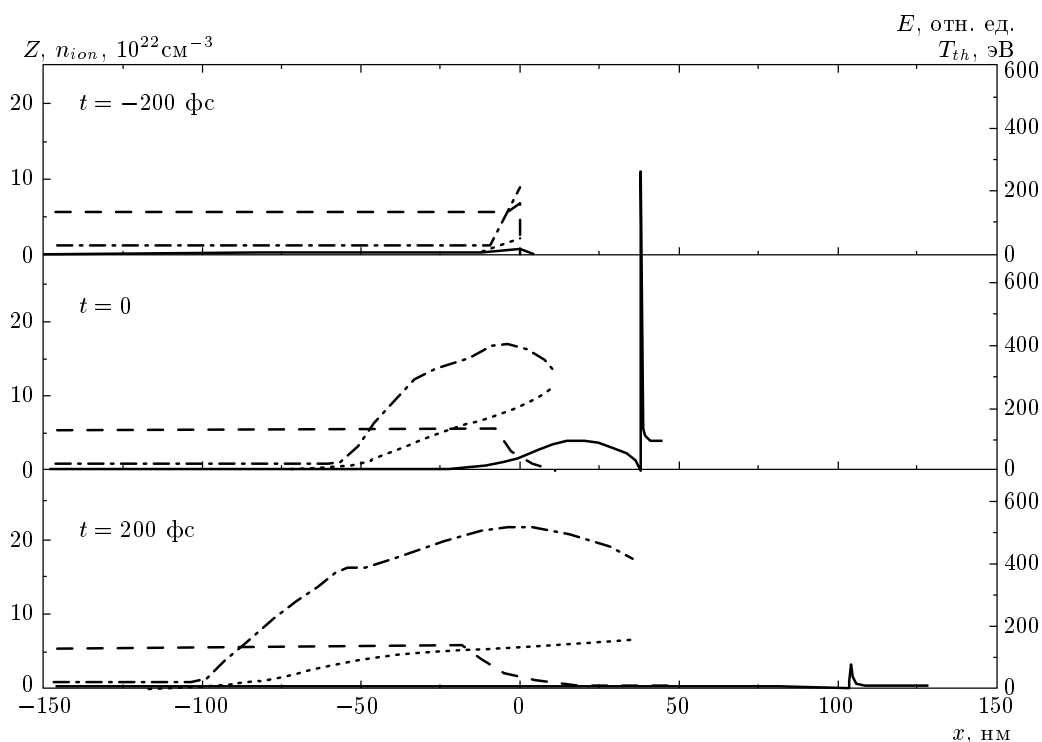


Рис. 7. Пространственные профили концентрации ионов (пунктир), температуры электронов (точки), заряда ионов (штрихпунктир) и амплитуды электромагнитного поля (сплошная линия) в плазме в различные моменты времени

сколько вклад горячих электронов в энергетический баланс плазмы не превышает одного процента для наших экспериментальных условий [31].

На рис. 7 представлены пространственные профили плотности ионов, температуры электронов, среднего заряда ионов и амплитуды электромагнитного поля в момент начала лазерного импульса ($t = -200$ фс), в момент максимума лазерного импульса ($t = 0$) и после прохождения лазерного импульса ($t = 200$ фс). Расчет проводился для интенсивности лазерного импульса $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

Видно, что максимальные значения заряда ионов достигаются в приповерхностной области мишени, вблизи нулевой координаты. В этой же области плазмы над поверхностью мишени эффективно генерируются горячие электроны [32]. Действительно, независимо от механизма генерации горячие электроны ускоряются в области максимума электромагнитного поля, т.е. в области критической плотности плазмы (для длины волны лазерного импульса 616 нм критическая плотность равна $n_{cr} = 3 \cdot 10^{21}$ см⁻³). Таким образом, ионы, находящиеся в приповерхностной области мишени, в первую очередь будут ускоряться горячими электронами. Ионы же, находящиеся в более глубоких сло-

ях мишени, будут слабее чувствовать поле горячих электронов и в основном будут ускоряться тепловыми электронами. Чтобы понять, каким должно быть зарядовое распределение ионов, ускоренных тепловыми и горячими электронами, рассмотрим временную динамику n_{ion} , T_{th} и Z (см. рис. 8) в глубине мишени ($x = -50$ нм) (рис. 8б) и на поверхности мишени ($x = 0$) (рис. 8а). На поверхности мишени ($x = 0$) температура тепловых электронов за время длительности лазерного импульса достигает 200 эВ, средний заряд ионов становится равным 22+, а концентрация ионов практически сразу становится равной $1.3 \cdot 10^{22}$ см⁻³ $\sim n_{sol}/4$ и слабо изменяется в дальнейшем. Плазма, формирующаяся в глубине мишени, отличается от плазмы на поверхности мишени. В данной области ($x = -50$ нм) концентрация ионов соответствует твердотельной концентрации ($n_{sol} = 5.4 \cdot 10^{22}$ см⁻³), температура электронов достигает только 90 эВ, а заряд ионов — 15+. В то же время расчет кинетики ионизации показывает, что в момент окончания лазерного импульса средний заряд близок к равновесному в обеих рассматриваемых пространственных областях. Поэтому для расчета зарядового распределения в этот момент времени мы использовали уравнения Саха [33].

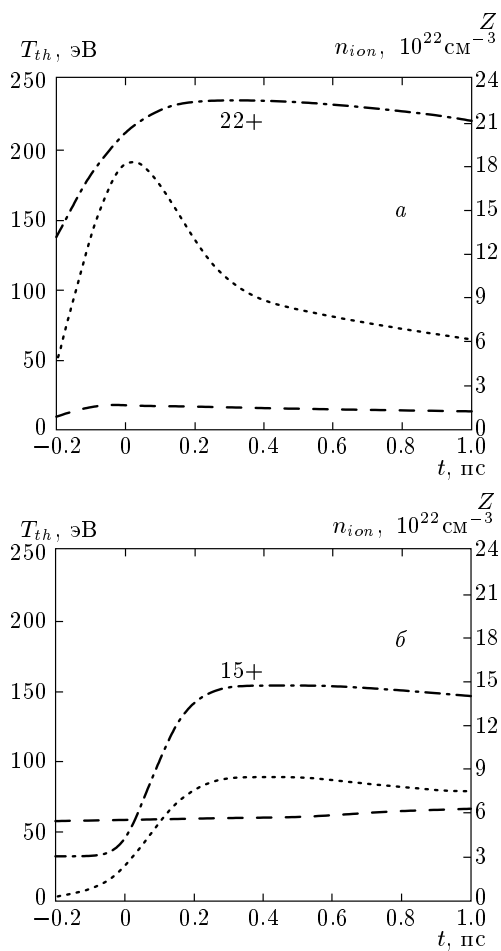


Рис. 8. Временные профили концентрации ионов (пунктир), температуры электронов (точки) и заряда ионов (штрихпунктир) в поверхностном слое плазмы ($x = 0$) (а) и в глубине мишени ($x = -50$ нм) (б)

Для оценки зарядового распределения ионов, находящихся в поверхностном слое плазмы, использовалось значение концентрации ионов равное $n_{sol}/4$, а температура электронов бралась равной среднему значению от временного профиля температуры (для $I = 2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² $T_e = 140$ эВ). Помимо этого, средний заряд быстрых ионов, оцененный по формулам Саха, сравнивался со средним зарядом ионов в поверхностном слое плазмы, полученным в результате численного моделирования. Сравнение расчетного зарядового распределения быстрых ионов с экспериментально зарегистрированным зарядовым распределением приведено на рис. 5а. Расчетное зарядовое распределение заметно уже экспериментально зарегистрированного. Большая ширина экспериментального распределения в области меньших зарядов

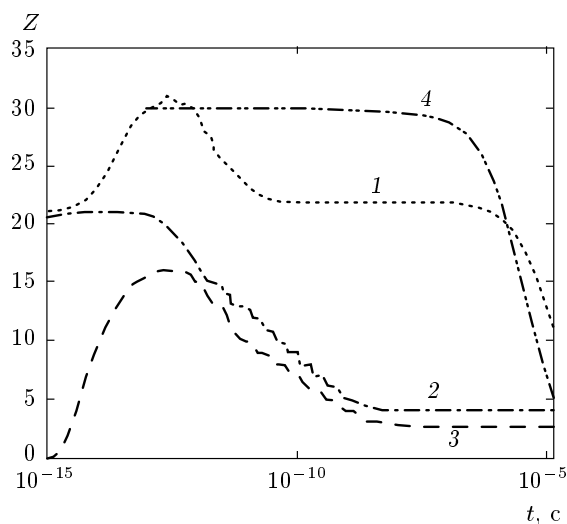


Рис. 9. Зависимость среднего заряда ионов, ускоренных тепловыми электронами, на фронте разлетающейся плазмы (линия 1) в точке, соответствующей примерно середине плазменного облака (линия 2), и в точке на заднем фронте плазмы (линия 3). Зависимость среднего заряда ионов, летящих на фронте плазмы и ускоренных горячими электронами (линия 4)

(слева от максимума) может быть объяснена рекомбинацией ионов, уширение же со стороны больших зарядов (справа от максимума) не удастся объяснить однозначно. Возможные причины увеличения заряда ионов будут рассмотрены в следующем разделе.

В процессе разлета плазмы заряд ионов может значительно уменьшиться в результате их столкновений с электронами, ионами и атомами остаточного газа. В численной модели, анализирующей разлет плазмы, полагалось, что плазма вольфрама разлетается в молекулярный азот с давлением 10^{-5} Торр. Давление газа выбиралось, исходя из наших условий эксперимента. На рис. 9 представлены временные зависимости среднего заряда ионов, ускоренных тепловыми электронами, на фронте разлетающейся плазмы в точке, соответствующей примерно середине плазменного облака, и в точке на заднем фронте плазмы. На фронте плазмы после окончания лазерного импульса продолжается рост заряда. Этот эффект легко объяснить. Согласно распределению Саха, средний заряд возрастает при уменьшении концентрации плазмы при фиксированной температуре. На фронте плазмы концентрация ионов быстро уменьшается, а температура электронов не успевает сильно измениться, поэтому заряд ионов

продолжает расти. Стадия роста заряда на фронте сменяется быстрой рекомбинацией. Это связано с тем, что за время порядка 0.1 нс плазма успевает остыть со 150 эВ до 20 эВ. На больших временах наблюдается выход на стационарное состояние заряда на фронте. Это хорошо известный эффект заморозки ионизационного состава. Связан он с тем, что концентрация плазмы и температура электронов снижаются настолько, что скорость рекомбинации становится близкой к нулю. На временах порядка 1–10 мкс начинает сказываться эффект перезарядки ионов на нейтральных атомах остаточного газа. Пролетая расстояние времяпролетной базы (70 см) за время порядка 1 мкс быстрый ион успевает в среднем четыре раза поучаствовать в процессе перезарядки. В более плотных областях плазмы идет медленная рекомбинация. Заморозка ионизационного состава происходит на более поздних временах.

Рассчитанная в рамках наших моделей зависимость среднего заряда медленных ионов от их скорости хорошо согласуется с аналогичной экспериментальной зависимостью (см. рис. 6). Таким образом, расчет показывает, что температура тепловых электронов в объеме плазмы не превышает 200 эВ, что существенно ниже оценки в 700 эВ, полученной выше из экспериментальных данных без учета рекомбинации. Для расчета рекомбинации быстрых ионов в модель были добавлены несколько лагранжевых ячеек с параметрами, соответствующими быстрым ионам (концентрация ионов равна $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, начальный средний заряд ионов $Z = 30$, начальные скорости ячеек: $5 \cdot 10^7$, $9 \cdot 10^7$ и $1.3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$). На рис. 9 представлена временная динамика среднего заряда ионов, ускоренных горячими электронами. Быстрые ионы теряют свой заряд только в результате столкновений с молекулами остаточного газа в вакуумной камере. Численно полученное значение для среднего заряда быстрых ионов после прохождения времяпролетной базы хорошо согласуется с экспериментально зарегистрированным средним зарядом (см. рис. 6). Таким образом, продемонстрировано, что средний заряд ионов, полученный в эксперименте, может быть достигнут в результате последовательного влияния ударной ионизации, трехчастичной рекомбинации в плазме и рекомбинации на молекулах остаточного газа. Такой подход, однако, предсказывает более низкое значение для максимального заряда ионов, чем значение, измеренное в эксперименте.

Для получения более полной картины нами были дополнительно проведены измерения зарядовых спектров ионов при трех меньших значениях ин-

тенсивности лазерного импульса: $1 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, $7 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ и $4 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Экспериментально зарегистрированные зарядовые спектры ионов представлены на рис. 5б–г. Очевидно, что с уменьшением интенсивности лазерного импульса максимальный заряд ионов также уменьшается. Помимо этого обращает на себя внимание то, что с уменьшением интенсивности лазерного импульса увеличивается относительное число ионов, обладающих низким зарядом (1+, 2+ и т. д.). Это связано с тем, что при более низких интенсивностях ионы имеют меньшие скорости и рекомбинируют в процессе разлета плазмы сильнее. Дополнительно на все гистограммы нанесено расчетное зарядовое распределение быстрых ионов, полученное аналогично описанному выше. Для температуры электронов брались следующие значения: 100 эВ при $I = 1 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, 80 эВ при $I = 7 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$, 60 эВ при $I = 4 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Как уже отмечалось, наиболее высокозаряженные и энергетичные ионы формируются в поверхностном слое мишени и ускоряются быстрыми электронами [34]. На гистограммах видно, что максимальный заряд, предсказываемый уравнением Саха, при всех интенсивностях ниже, чем экспериментально зарегистрированный (см. рис. 5).

Таким образом, расхождение расчетных и экспериментальных зарядовых спектров быстрых ионов сохраняется и при меньших интенсивностях лазерного импульса. Для объяснения наблюдаемого в эксперименте зарядового состава быстрых ионов необходимо подробнее рассмотреть возможные дополнительные механизмы ионизации ионов, находящихся на границе плазма–вакуум.

5. ВЛИЯНИЕ АМБИПОЛЯРНОГО ПОЛЯ НА ИОНИЗАЦИЮ НА РЕЗКОЙ ГРАНИЦЕ ПЛАЗМА–ВАКУУМ

Обычно предполагается, что ионизация в горячей плотной плазме, формируемой фемтосекундным импульсом умеренной интенсивности, происходит за счет соударений электронов и ионов в плазме. Скорость ударной ионизации может быть записана в следующем виде [35, 36]:

$$I_{z,n} [\text{см}^3/\text{с}] = C T_e^{-3/2} \frac{\exp(-u)}{u^\zeta} F(u), \quad (3)$$

где $u = U_{z,n}/T_e$, T_e — температура электронов в плазме, а $U_{z,n}$ — энергия ионизации иона кратности Z , находящегося в состоянии n , $F(u)$ — некая функция аргумента u , C и ζ — константы. Большинство авторов используют следующие коэффициенты: $C \sim (1-3) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{эВ}^{3/2} \cdot \text{с}$, $\zeta \sim 1-2$, $F(u) \sim 1$.

Помимо ударной ионизации, в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом, значительную роль может играть ионизация внешним электрическим полем. Электрические поля в лазерной плазме могут иметь различную природу. Наибольшее влияние на процессы ионизации могут оказывать электромагнитное поле лазерного импульса и амбиполярное поле, формирующееся на резкой границе плазма–вакуум. Электромагнитное поле лазерного импульса интенсивностью порядка 10^{16} Вт/см² не превышает $5 \cdot 10^{11}$ В/м и оказывает влияние только на начальной стадии ионизации в плазме. Амбиполярное поле начинает влиять на ионизацию на более поздних временах жизни плазмы, в момент ее гидродинамического разлета.

Изначально механизм ионизации амбиполярным полем был предложен для объяснения высокого заряда ионов, формирующихся при облучении кластеров интенсивными лазерными импульсами [37, 38]. Авторы данных статей исследовали временную динамику зарядового состояния плазмы методом Монте-Карло в приближении классической механики. В качестве объекта численного счета они использовали кластеры Ne и Ag, которые облучались лазерными импульсами интенсивностью в диапазоне от $5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² до $5 \cdot 10^{17}$ Вт/см², длиной волны 800 нм и длительностью 15 фс. Было обнаружено, что электростатическое поле в разлетающейся плазме может достигать $\sim 10^{13}$ В/м, что приводит к надбарьерной ионизации ионов. Кроме того, проводились эксперименты [39], показавшие, что зарядовое распределение ионов в плазме, сформированной в кластерах Xe и Kr не зависит от степени кластеризации мишени. Такое поведение должно быть свойственно механизму ионизации амбиполярным полем.

Надбарьерная ионизация амбиполярным полем также указывается как основной механизм, определяющий заряд ионов в плазме, формирующейся на обратной стороне мишени при облучении тонких фольг лазерными импульсами релятивистской интенсивности [40]. В данной работе исследовались энергетические спектры ионов углерода, вылетающих с обратной стороны алюминиевой мишени, покрытой слоем углерода толщиной 1 мкм. При этом мишень дополнительно нагревалась для удаления загрязнений с поверхности. Приведенные в статье оценки показывают, что для ионов углерода вплоть до заряда 4+ вероятность быть ионизованным за счет амбиполярного поля на несколько порядков выше, чем вероятность быть ионизованным в результате столкновений с электронами.

Для оценки эффективности надбарьерной ионизации амбиполярным полем можно считать, что ве-

роятность ионизации равна единице в случае, если величина амбиполярного поля больше внутриионного поля, в обратном случае вероятность равна 0 [41]:

$$P_{BSI} \approx \begin{cases} 1, & E_{amb} > E_{th,k} \\ 0, & E_{amb} < E_{th,k}. \end{cases} \quad (4)$$

Величина порогового электрического поля в ионе может быть записана как $E_{th,k} = J_k^2/eZ$, где J_k — потенциал ионизации иона с зарядом $k+$, e — заряд электрона, Z — заряд иона. Для оценки величины амбиполярного поля на резкой границе плазма–вакуум можно воспользоваться приближенной формулой [12, 42]

$$E_{amb} \approx \sqrt{8\pi(n_{th}T_{th} + n_hT_h)} = \sqrt{8\pi n_{th}T_{th}(1 + n_hT_h/n_{th}T_{th})}, \quad (5)$$

где n_{th} и n_h — концентрации соответственно тепловых и горячих электронов, T_{th} и T_h — температуры тепловых и горячих электронов. При умеренных интенсивностях лазерного импульса число горячих электронов мало, а их энергия всего на порядок превышает температуру тепловых электронов. Поэтому напряженность поля, создаваемого горячими электронами, существенно ниже, чем поля, создаваемого тепловыми электронами. При приближении к релятивистским интенсивностям лазерного импульса вклад горячих электронов значительно увеличится. В наших экспериментальных условиях ($n_h/n_{th} \sim 0.01$, $T_{th}/T_h \sim 0.04$) основной вклад в величину амбиполярного поля будут вносить тепловые электроны, и для параметров, характерных для нашего эксперимента ($T_e = 200$ эВ, $n_e = 5 \cdot 10^{23}$ см⁻³), амбиполярное поле достигает значений $E_{amb} \sim 2 \cdot 10^{12}$ В/м. Можно также оценить, что при $T_{th} = 150$ эВ, $T_h = 4$ кэВ, $n_h/n_{th} = 0.01$, $n_{ion} = n_{sol} = 5.4 \cdot 10^{22}$ см⁻³ в плазме вольфрама амбиполярное поле превышает внутриионное поле и способно ионизовать ион вплоть до заряда 30+.

Для более точного расчета скорости полевой ионизации в случае, когда воздействующее поле сравнимо с внутриионным полем, частоту ионизации можно вычислить по формуле [41]

$$v_{BSI} \approx k_{BSI}(\alpha)v_{ADK}, \quad (6)$$

где $\alpha = 2E_{z,n}/(2F)^{2/3}$, $E_{z,n}$ — энергия электрона в атомных единицах, F — поле в атомных единицах, v_{ADK} — частота ионизации в модели АДК [43]. Коэффициент k_{BSI} выражается через интеграл от функции Эйри. Однако возможно написать более простую формулу для этого коэффициента [28]:

$$k_{BSI}(\alpha) \approx \begin{cases} 1, & \alpha > 4, \\ \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha - 4}{4}\right)^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha + 1}{1.1}\right)\right), & 0 \leq \alpha \leq 4. \end{cases} \quad (7)$$

Данная формула обладает хорошей точностью во всем диапазоне аргумента α .

Рассмотрим еще несколько эффектов, связанных с влиянием электростатического поля и могущих приводить к увеличению заряда иона. Известно, что наличие внешнего электростатического поля приводит к понижению потенциального барьера иона. Если предположить, что ион находится во внешнем поле напряженностью E , то можно приблизительно оценить, что его потенциал ионизации уменьшится на величину $U(E) = \sqrt{eZE}$. Это, в свою очередь, приведет к тому, что электроны, находящиеся в основных и возбужденных состояниях с энергией, меньшей $U(E)$, быстро покидают ион по механизму надбарьерной ионизации. Данный эффект, однако, слабо влияет на средний и максимальный заряд ионов в плазме, поскольку общее число ионов, находящихся в возбужденном состоянии, для плотной горячей плазмы мало. Второй возможный механизм увеличения заряда ионов связан с тем, что за счет понижения потенциального барьера иона увеличивается вероятность ударной ионизации из более глубоких состояний (см. (3)). Как будет показано ниже, именно этот эффект может привести к существенно-му повышению заряда ионов.

Последовательное рассмотрение задачи об ионизации иона, движущегося в области действия амбиполярного поля, требует самосогласованного решения задачи гидродинамического разлета плазмы с расчетом величин электрических полей в плазме и учетом полевой ионизации и не входит в данную работу. Ниже нами проведен ряд простых численных оценок, помогающих прояснить возможные механизмы влияния амбиполярного поля на ионизацию. Для учета совместного влияния ударной ионизации и ионизации амбиполярным полем на зарядовый состав плазмы было проведено численное моделирование динамики разлета плазмы, в которой величина амбиполярного поля в каждой точке вычислялась исходя из температуры электронов, заряда и концентрации ионов в данной точке (см. (5)). Такое приближение справедливо в случае резкой границы плазма–вакуум.

В расчете мы интересовались зарядом пробного иона, летящего на фронте плазмы. Временные зависимости заряда пробного иона, ионизирующегося полем по механизму надбарьерной ионизации, и иона,

ионизирующегося за счет ударной ионизации в присутствии амбиполярного поля, представлены на рис. 10. Зависимости приведены для двух различных температур электронов в плазме: $T_e = 200$ эВ (рис. 10а) и $T_e = 95$ эВ (рис. 10б). Дополнительно на рисунках нанесены температура тепловых электронов и средний заряд ионов в поверхностном слое плазмы. Поскольку в данном случае расчет касается только времен формирования плазмы и не рассматривает последующий разлет, учитывается влияние только трехчастичной рекомбинации в плазме, а перезарядка ионов на молекулах остаточного газа не принимается во внимание. Поэтому рассчитанный заряд ионов выше измеряемого экспериментально. В обоих случаях наличие электростатического поля существенно увеличивает заряд пробного иона. При этом более значительную роль играет ударная ионизация в присутствии амбиполярного поля. Следует отметить, что проведенный расчет является, скорее, оценкой эффекта и не претендует на определение количественных соотношений между скоростями различных процессов. Тем не менее численное моделирование показывает, что ионизация пробного иона на резкой границе плазма–вакуум существенным образом определяются внешним амбиполярным полем.

На рис. 11 представлены зависимости максимального заряда ионов вольфрама от интенсивности лазерного излучения, полученные с учетом влияния разных механизмов ионизации. В данном случае рассматривается заряд ионов, долетевших до детектора, то есть последовательно были учтены ионизация, рекомбинация в плазме и рекомбинация в остаточном газе в камере взаимодействия. Таким образом, ударная ионизация в плазме не может обеспечить значений максимального заряда ионов, наблюдаемого экспериментально. В данном случае необходимо принимать во внимание влияние дополнительных механизмов ионизации, появляющихся на резкой границе плазма–вакуум из-за наличия большого амбиполярного поля. Наиболее существенным механизмом является ударная ионизация ионов, обладающих пониженными потенциалами ионизации за счет нахождения их в электростатическом амбиполярном поле. При меньших температурах плазмы существенный вклад может внести и прямая надполюговая ионизация этим полем.

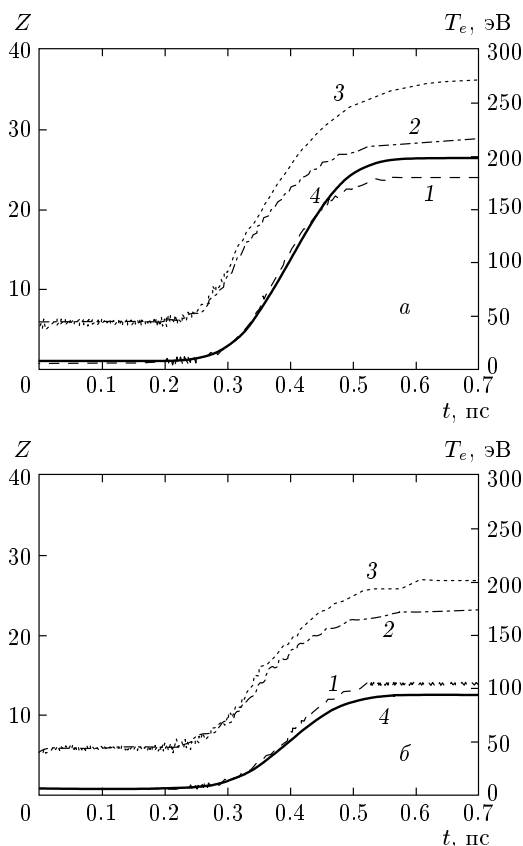


Рис. 10. Динамика заряда пробного иона, находящегося на фронте разлетающейся плазмы при учете надбарьерной ионизации амбиполярным полем (линия 2) и при учете ударной ионизации в присутствии амбиполярного поля (линия 3). Линия 1 отображает динамику изменения среднего заряда тепловых ионов в объеме плазмы. Линия 4 повторяет динамику температуры тепловых электронов в плазме: *a* — $T_e = 200$ эВ, *б* — $T_e = 95$ эВ

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Импульсная лазерная очистка мишени из вольфрама позволила выявить ряд принципиальных особенностей ускорения и ионизации быстрых ионов на резкой границе плазма–вакуум. Существенной модификации подвергается зарядовый состав быстрых ионов. Нами наблюдались ионы с зарядом, существенно превышающим равновесный. Средний заряд ионов вольфрама увеличился (при очистке мишени) с 3+ до 22+, а максимальный с 5+ до 29+. На чистой поверхности ускорение тяжелых ионов происходит значительно эффективнее, чем на исходной. Это связано с ускорением части тяжелых ионов амбиполярным полем горячих электронов, которое на исходной поверхности экранируется более легкими

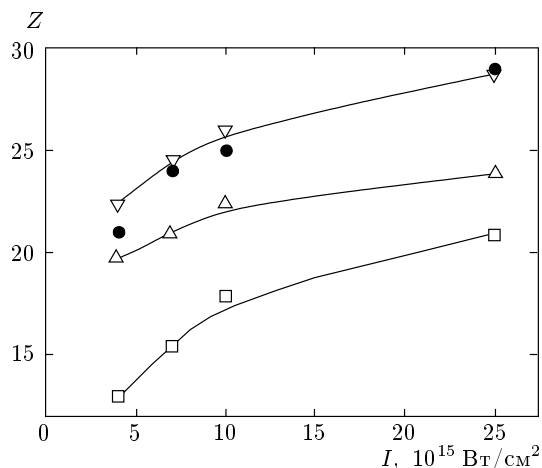


Рис. 11. Зависимости максимального заряда ионов от интенсивности лазерного импульса: ● — экспериментальные данные, △ — расчет с учетом влияния надбарьерной ионизации амбиполярным полем, ▽ — расчет с учетом влияния ударной ионизации в присутствии амбиполярного поля, □ — зависимость среднего заряда ионов от интенсивности лазерного импульса, рассчитанная с учетом ударной ионизации в плазме

ионами (в первую очередь протонами). В итоге максимальная энергия ионов вольфрама увеличилась от 150 кэВ до 1 МэВ. Следует отметить, что использованная нами методика «плазменной» очистки позволяет удалить с поверхности не только слой углеродов, но и окисный слой. В противном случае энергетические и зарядовые спектры ионов вольфрама были бы существенно искажены присутствием в ионном токе ионов кислорода.

Можно предложить следующую картину формирования быстрых тяжелых ионов на резкой границе монокристаллической мишени, облучаемой сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением. Начальный заряд ионов формируется за счет процессов ударной ионизации в тонком приповерхностном слое плотной горячей плазмы и определяется тепловой электронной компонентой. При интенсивности лазерного импульса свыше 10^{16} Вт/см² и длительности 200 фс средний заряд ионов вольфрама достигает 22+–23+. В этом случае времени 100–200 фс оказывается достаточно, чтобы при температуре электронов 100–300 эВ ионизационный состав плазмы оказался близким к равновесному. Резкое расширение плазмы на тех же временах и связанное с этим существенное уменьшение концентрации электронов приводит к дополнительному увеличению среднего заряда у небольшой части ионов, находящихся на

фронте расширяющейся плазмы (до 30+). Эти ионы оказываются в области действия амбиполярного поля, определяемого как тепловыми, так и горячими электронами. Это приводит к двум эффектам. С одной стороны, ионы ускоряются до значений энергии на заряд, соответствующих средней энергии горячих электронов — до 12 кэВ/заряд в наших экспериментальных условиях. С другой стороны, часть ионов подвергается более глубокой ионизации за счет уменьшения потенциала ионизации внешним квазистатическим электрическим полем (максимальный заряд увеличивается до 35+). Основным механизмом ионизации является, по-видимому, ударная ионизация в присутствии внешнего квазистатического поля. Существенный вклад, однако, может внести и прямая надпороговая ионизация этим полем. В дальнейшем происходит частичная рекомбинация быстрых ионов за счет процесса перезарядки на молекулах остаточного газа камеры взаимодействия. В наших условиях (остаточное давление газа 10^{-5} Торр, длина пролета 70 см) это приводит к снижению среднего заряда быстрых ионов до 22+, а максимального заряда — до 29+.

Таким образом, для получения пучков быстрых тяжелых ионов необходима очистка поверхности мишени как от адсорбированного слоя углеводородов, так и от окисного слоя. Это не только обеспечивает эффективное ускорение тяжелых ионов горячей электронной компонентой, но и существенно увеличивает заряд ускоряемых ионов, что в свою очередь увеличивает максимальную энергию этих ионов. Разработанные нами подходы могут быть использованы и при больших интенсивностях лазерного излучения, вплоть до релятивистских.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16341а) и МНТЦ-ЕОАРД (грант 2651р). Один из авторов, И. М. Лачко, благодарен за финансовую поддержку фонда ИНТАС (грант № 03-55-1982).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
2. R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
3. E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654 (2000).
4. P. В. Волков, С. А. Гаврилов, Д. М. Голишников и др., *КЭ* **31**, 241 (2001).
5. M. Roth, M. Allen, P. Audebert et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B99 (2002).
6. M. M. Basko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, A125 (2003).
7. P. A. Norreys, K. M. Krushelnick, and M. Zepf, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, B13 (2004).
8. V. Y. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk et al., *Plasma Phys. Rep.* **27**, 1017 (2001).
9. B. A. Remington, R. P. Drake, H. Takabe, and D. Arnett, *Phys. Plasmas* **7**, 1641 (2000).
10. J. Badziak, S. Glowacz, S. Jabłoński et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, B541 (2004).
11. А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, *ЖЭТФ* **80**, 1811 (1981).
12. M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. E* **69**, 026411 (2004).
13. L. M. Wickens and J. E. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 243 (1978).
14. V. F. Kovalev and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185004 (2003).
15. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, *ЖЭТФ* **122**, 264 (2002); *Письма в ЖЭТФ* **74**, 12 (2001).
16. F. Begay and D. W. Forslund, *Phys. Fluids* **25**, 675 (1982).
17. M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 064801 (2003).
18. P. McKenna, K. W. D. Ledingham, J. M. Yang et al., *Phys. Rev. E* **70**, 036405 (2004).
19. P. В. Волков, Д. М. Голишников, В. М. Гордиенко и др., *КЭ* **33**, 981 (2003).
20. M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 085002 (2002).
21. P. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 708 (2005).
22. P. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., *КЭ* **24**, 1114 (1997).
23. P. P. Pronko, S. K. Dutta, D. Du, and R. K. Singh, *J. Appl. Phys.* **78**, 6233 (1995).
24. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 2555 (2002).

25. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, П. М. Михеев, А. Б. Савельев, КЭ **30**, 896 (2000).
26. V. M. Gordienko, M. A. Joukov, A. B. Savel'ev et al., *Application of High Field and Short Wavelength Sources*, Plenum Press, New York (1998), p. 155.
27. A. A. Rusanov and A. B. Savel'ev, *Laser Physics* **14**, 1466 (2004).
28. А. А. Русанов, А. Б. Савельев, Д. С. Урюпина, Препринт МГУ № 25/2005, физ. фак. МГУ (2005).
29. B. Toftmann and T. N. Hansen, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3998 (2000).
30. A. Thum-Jaeger, B. K. Sinha, and K. P. Rohr, *Phys. Rev. E* **61**, 3063 (2000).
31. А. Варанавичюс, Т. В. Власов, Р. В. Волков и др., КЭ **30**, 523 (2000).
32. P. Gibbon and R. Forster, *Plasma Physics Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
33. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
34. V. M. Gordienko, I. M. Lachko, A. A. Rusanov et al., *Appl. Phys. B* **80**, 733 (2005).
35. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
36. Л. А. Вайнштейн, В. П. Шевелько, *Структура и характеристики ионов в горячей плазме*, Наука, Москва (1986).
37. C. Rose-Petruck, K. J. Schafer, and C. P. J. Barty, *SPIE Proc.* **2523**, 272 (1995).
38. C. Rose-Petruck, K. J. Schafer, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty, *Phys. Rev. A* **35**, 1182 (1997).
39. E. M. Snyder, S. A. Buzza, and A. W. Castleman, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3347 (1996).
40. M. Hegelich, S. Karsch, and G. Pretzler, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 085002 (2002).
41. V. P. Krainov, *JOSA B* **14**, 425 (1997).
42. P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003).
43. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, Наука, Москва (2001).