
СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 2, 2022

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Бесстолкновительная динамика частиц в диамагнитной ловушке

И. С. Черноштанов

99

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

О дискретном спектре ВЧ-полей в плазме VASIMR

А. В. Тимофеев, Р. С. Чеботарев

111

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

Многомодовый режим генерации плазмы СВЧ-разряда в открытой магнитной ловушке

С. Г. Асанина, М. А. Корнеева

116

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Плазмообразование на токонесущих электродах установки Ангара-5-1*

*В. В. Александров, Е. В. Грабовский, Я. Н. Лаухин, К. Н. Митрофанов,
Г. М. Олейник, Е. И. Предкова, О. Б. Решетняк, С. И. Ткаченко, И. Н. Фролов*

121

Инерционный термоядерный синтез с применением взрывомагнитных генераторов

*С. Г. Гаранин, А. В. Ивановский, С. М. Куликов, В. И. Мамышев,
С. Н. Певный, В. Г. Рогачев*

131

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Наблюдение эффектов рассеяния лазерного излучения в продуктах взрыва тонких молибденовых проволочек

*В. М. Романова, И. Н. Тиликин, А. Е. Тер-Оганесян, А. Р. Мингалеев,
Т. А. Шелковенко, А. И. Хирьянова, С. А. Пикуз*

141

КИНЕТИКА ПЛАЗМЫ

Влияние электрического поля на скорость образования положительных гидратированных ионов в плазме с парами воды

А. А. Пономарев, Н. Л. Александров

152

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Пылевые звуковые солитоны в запыленной магнитосфере Сатурна

С. И. Копнин, Д. В. Шохрин, С. И. Попель

163

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Аналитическая модель кулоновского взрыва плоской однородной мишени
с двумя сортами ионов

И. М. Габдрахманов, Е. А. Говрас

168

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Изменение структуры подпорогового разряда в воздухе при снижении
интенсивности микроволнового излучения

*К. В. Артемьев, Г. М. Батанов, Н. К. Бережецкая, В. Д. Борзосеков, А. М. Давыдов,
Л. В. Колик, Е. М. Кончиков, И. А. Косый, Д. В. Малахов, И. В. Моряков,
А. Е. Петров, К. А. Сарксян, В. Д. Степахин, Н. К. Харчев*

184

Памяти Виктора Викторовича Буланина (05.08.1941–08.07.2021)

192

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ДИАМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

© 2022 г. И. С. Черноштанов*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

**e-mail: I.S.Chernoshtanov@inp.nsk.su*

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.

После доработки 11.10.2021 г.

Принята к публикации 12.10.2021 г.

Исследуется бесстолкновительное движение частиц в осесимметричной открытой ловушке в режиме, когда давление удерживаемой плазмы равно давлению магнитного поля ловушки (режим диамагнитного удержания). Несохранение магнитного момента из-за малой величины магнитного поля в центральной области может приводить к хаотическому движению и бесстолкновительным потерям частиц из ловушки. Удержание частиц может обеспечиваться либо за счет сохранения адиабатического инварианта, если магнитное поле достаточно медленно меняется в продольном направлении, либо при быстром азимутальном вращении (так называемое абсолютное удержание). Получены критерии удержания частиц и оценено время жизни хаотически движущихся частиц. Найдена оценка времени удержания плазмы в диамагнитной ловушке в режиме газодинамического вытекания.

Ключевые слова: движение частиц в электромагнитных полях, линейные магнитные ловушки, плазма с высоким давлением

DOI: 10.31857/S0367292122020056

1. ВВЕДЕНИЕ

В магнитных ловушках для плазмы с термоядерными параметрами выгодно увеличивать давление удерживаемой плазмы. С одной стороны, увеличение давления приводит к увеличению мощности термоядерных реакций из единицы объема, с другой — ослабление магнитного поля из-за диамагнетизма плазмы приводит к снижению потерь энергии на циклотронное излучение. Предельным случаем является режим с $\beta \approx 1$ (где β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля ловушки), когда магнитное поле полностью вытесняется из занятой плазмой области. Такие режимы возможны в каспах (антипробкотронах) [1], галатях [2] и открытых ловушках [3]. Во всех случаях переход к удержанию плазмы с $\beta \approx 1$ приводит к формированию области, заполненной плотной плазмой, из которой вытеснено магнитное поле (далее будем называть ее диамагнитным пузырем); в переходном слое на границе пузыря давление плазмы резко уменьшается, а магнитное поле — резко возрастает. Ширина и структура переходного слоя, с одной стороны, сильно влияют на удержание плазмы в пузыре, с другой стороны — существенно зависят от способа формирования и подпитки пузыря веществом, а так же от параметров плазменного гало, окружающего пузырь.

Возможность существенного снижения потерь плазмы из каспов при переходе в режим с $\beta \approx 1$ отмечена еще в работе [1]. В рамках рассмотренной в ней модели плазма вытекает со звуковой скоростью в “дырки” (с радиусом порядка ширины переходного слоя на границе плазма–вакуум) в области максимума магнитного поля. Оцененная ширина переходного слоя лежит в пределах от электронного циклотронного радиуса до ионно-циклотронного. Детальное обсуждение удержания плазмы в каспах с $\beta \approx 1$, включая оценки времени удержания плазмы, обсуждение механизмов столкновительного и турбулентного уширения переходного слоя и МГД-устойчивости, приведено в обзоре [4]. Последовательно структура переходного слоя и удержание плазмы исследованы в экспериментах на тороидальном антипробкотроне АТОЛЛ [5], где было показано, что ширина слоя и скорость потерь плазмы определяются аномальной поперечной диффузией электронов, связанной с развитием длинноволновой ионно-звуковой неустойчивости [6].

В осесимметричной открытой ловушке переход в режим диамагнитного удержания естественным образом происходит при монотонном увеличении давления удерживаемой плазмы. При сохранении топологии магнитного поля формируется диамагнитный пузырь (если силовые ли-

нии могут пере замыкаться, то увеличение давления плазмы может также привести к формированию конфигурации с обращенным полем) [3, 7]. В настоящее время планируется экспериментальная демонстрация режима диамагнитного удержания при накоплении в открытой ловушке популяции горячих ионов, образующихся в результате мощной атомарной инжекции [9]. Такие эксперименты тесно примыкают к экспериментам по формированию [8–10] и поддержанию [11] конфигурации с обращенным полем (field-reversed configuration, FRC) в открытой ловушке с мощной внеосевой атомарной инжекцией.

Малая величина магнитного поля в диамагнитном пузыре приводит к несохранению магнитного момента и хаотическому движению отдельных групп частиц; хаотическое движение приводит к появлению бесстолкновительных потерь [4]. Тем не менее значительная доля частиц в открытой ловушке с $\beta \approx 1$ может двигаться регулярно, а не хаотически, за счет сохранения адиабатического инварианта, связанного с разными временными масштабами поперечного и продольного движения. Сохранение адиабатического инварианта приводит к неограниченному (в отсутствии столкновений и неустойчивостей) удержанию регулярно двигающихся частиц и может существенно ограничивать бесстолкновительные потери. Кроме того, значительная доля частиц в осесимметричной ловушке с $\beta \approx 1$ может неограниченно долго удерживаться за счет быстрого вращения вокруг оси ловушки (так называемое абсолютное удержание [12]).

Существенное отличие остроугольной геометрии магнитного поля в каспах от геометрии поля в осесимметричной открытой ловушке приводит к заметному различию в бесстолкновительной динамике частиц в режиме с $\beta \approx 1$. Так, в каспах отсутствует механизм, аналогичный абсолютному удержанию [2]. Кроме того, вечно удерживаться за счет сохранения адиабатического инварианта в каспах с $\beta \approx 1$ могут только частицы, не проникающие в область со слабым магнитным полем (отметим, что при движении в области монотонно меняющегося магнитного поля в каспе у частиц может сохраняться адиабатический инвариант, этот эффект уменьшает бесстолкновительные потери [4]).

Дальнейшее изложение построено следующим образом. Во втором разделе описывается структура магнитного поля в осесимметричной диамагнитной ловушке и разделение бесстолкновительных траекторий частиц на группы в зависимости от знака средней азимутальной скорости. В третьем разделе получен критерий абсолютного удержания частиц в диамагнитной ловушке. В четвертом разделе обсуждается бесстолкновительное движение частиц, у которых сохраняется

адиабатический инвариант (далее также будем называть их совершающими адиабатичное движение). Грубый критерий адиабатичности движения сводится к условию, что продольная компонента скорости частицы не превышает порогового значения, зависящего от энергии частицы и геометрии магнитного поля ловушки; особенно сильно на адиабатичность влияет мелкомасштабная гофрировка магнитного поля. Разрушение адиабатического инварианта приводит к хаотическому движению. Время удержания хаотически движущихся частиц и время газодинамического вытекания оценивается в пятом разделе. В шестом разделе приведена модель газодинамического удержания плазмы в открытой ловушке с $\beta \approx 1$ и обсуждаются эффекты, влияющие на время удержания.

2. ГАМИЛЬТониан

Осесимметричное магнитное поле с плоскими силовыми линиями можно задать единственной функцией, в качестве которой выберем поток магнитного поля, деленный на 2π : $\Psi(r, z) = rA_\theta$, здесь A_θ – азимутальная компонента векторного потенциала. Компоненты магнитного поля равны $B_r = -r^{-1}\partial_z\Psi$, $B_\theta = 0$ и $B_z = r^{-1}\partial_r\Psi$, форма силовых линий описывается уравнением $\Psi(r, z) = \text{const}$. Для нормировки магнитного поля удобно использовать напряженность в минимуме вакуумного магнитного поля B_0 . В диамагнитной ловушке функция $\Psi(r, z)$ близка к нулю в области, занятой плазмой и быстро возрастает за границей диамагнитного пузыря [7, 13]. На каждой силовой линии напряженность магнитного поля возрастает от центра к пробкам. Поскольку ширина переходного слоя, в котором сосредоточен диамагнитный ток плазмы и резко меняется магнитное поле, сравнительно мала (порядка ионного ларморовского радиуса, посчитанного по полю B_0 и меньше), удобно ввести понятие границы диамагнитного пузыря как силовой линии, на которой минимальная напряженность поля равна $B_0/2$. Расстояние от данной силовой линии до оси ловушки далее будем называть радиусом пузыря a .

В стационарном случае электрическое поле строго потенциально, $\mathbf{E} = -\nabla\phi$. Из-за вариаций электронного давления потенциал может меняться вдоль силовой линии, в дальнейшем предполагаем, что вдоль силовой линии потенциал меняется плавно (не быстрее, чем меняется напряженность магнитного поля).

Удобно нормировать поток $\Psi(r, z)$ на значение вакуумного магнитного поля в минимуме B_0 , $\psi(r, z) = \Psi(r, z)/B_0$. Также введем циклотронную

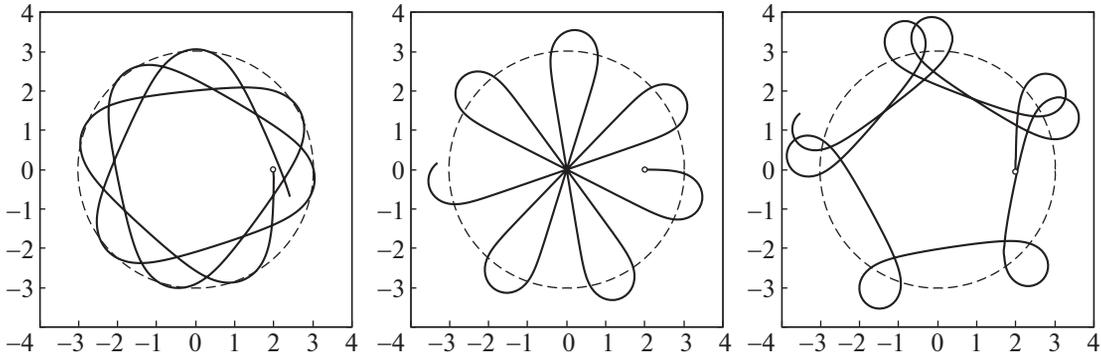


Рис. 1. Пример траекторий ионов, движущихся в продольно-однородном магнитном поле $B_z = B_0\{1 + \text{th}(2(r - 3))\}/2$. Параметры: ларморовский радиус $\rho = 0.125$, $r_{\min} = -2$ (слева), $r_{\min} = 0$ (центр) и $r_{\min} = 2$ (справа). Кружком отмечено начальное положение, штриховой линией – радиус, на котором магнитное поле равно $B_0/2$.

частоту частицы $\Omega = eB_0/(mc)$. Гамильтониан частицы в ловушке записывается стандартно

$$H(p_r, p_\theta, p_z; r, \theta, z) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{(p_\theta - m\Omega\psi(r, z))^2}{2mr^2} + \frac{p_z^2}{2m} + e\phi(r, z). \quad (1)$$

Гамильтониан (1) описывает двумерное движение в потенциале $(p_\theta - m\Omega\psi(r, z))^2/(2mr^2) + e\phi(r, z)$. Из-за того, что в диамагнитной ловушке функция $\psi(r, z)$ близка к нулю в области, занятой плазмой, и быстро возрастает за границей диамагнитного пузыря, частицы внутри пузыря находятся в потенциальной яме. У частиц с $p_\theta \geq 0$ в эффективном потенциале имеются “коридоры”, вдоль которых частица может уйти из ловушки (если только не удерживается из-за сохранения адиабатического инварианта, см. раздел 4), частицы с $p_\theta < 0$ не могут уйти из ловушки, если только их энергия не слишком велика (так называемое абсолютное удержание, см. следующий раздел).

В качестве интегралов движения вместо полной энергии ϵ и момента количества движения p_θ удобно использовать величины, имеющие размерность длины: ларморовский радиус, рассчитанный по полной энергии $\rho = \sqrt{2\epsilon/(m\Omega^2)}$, и минимальное расстояние до оси ловушки, на которое может приблизиться частица в отсутствии магнитного поля $r_{\min} = p_\theta/\sqrt{2m\epsilon}$.

Коротко рассмотрим отличия в траекториях для частиц с положительным и отрицательным p_θ (см. рис. 1). Внутри диамагнитного пузыря магнитное поле близко к нулю, а электростатический потенциал примерно постоянен, при этом во внутренней области траектории частиц близки к отрезкам прямых. От границы пузыря, где магнитное поле резко возрастает, частицы отражаются. Частицы с отрицательным p_θ вращаются вокруг оси ловушки в направлении, совпадаю-

щим с направлением циклотронного вращения. Они проникают за границу пузыря на наименьшее расстояние (в [2] такие частицы названы ко-частицами). Частицы с $p_\theta > 0$ вращаются вокруг оси в противоположную сторону и глубже остальных проникают за границу диамагнитного пузыря (контр-частицы [2]).

3. АБСОЛЮТНОЕ УДЕРЖАНИЕ

При бесстолкновительном движении частицы внутри диамагнитного пузыря не могут удалиться от оси на расстояние, значительно превышающее его радиус. Радиус пузыря уменьшается при приближении к магнитной пробке, при этом частица, быстро вращающаяся вокруг оси, не может попасть в пробку из-за сохранения момента количества движения (абсолютное удержание). Из-за гиротропности магнитного поля абсолютно удерживаются только частицы с $p_\theta < 0$.

Найдем условие абсолютного удержания частицы с энергией ϵ и моментом p_θ в диамагнитной ловушке. Для этого найдем наименьшую энергию, которой может обладать частица в магнитной пробке. Поскольку давление магнитного поля в пробке значительно превышает давление поля в центральной части, пренебрегаем возмущением магнитного поля потоком плазмы. Полагаем, что в пробке магнитное поле однородное с напряженностью $R_v B_0$ (где R_v – пробочное отношение ловушки), и радиальное распределение электростатического потенциала описывается функцией $\phi_m(r)$. Энергия будет минимальной для частиц с нулевыми азимутальной и продольной компонентами скоростей. Таким образом, задача свелась к отысканию минимума функции $((-p_\theta)/r + mR_v\Omega r/2)^2 + 2me\phi_m(r)$.

В простейшем случае электростатический потенциал зависит от r квадратично: $\phi_m(r) = \phi_0 +$

+ $(\omega_E R_v B_0 / c) r^2 / 2$, где ω_E — частота вращения плазмы в пробке из-за электрического дрейфа. Минимум функции соответствует частицам, пролетающим через пробку на расстоянии $\{-p_\theta / (R_v \Omega \sqrt{1 + 4\omega_E / (R_v \Omega)})\}^{1/2}$ от оси, и условие абсолютного удержания можно записать в виде

$$\varepsilon - e\varphi_0 + R_v \Omega \frac{p_\theta}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\omega_E}{R_v \Omega}} + 1 \right) > 0.$$

Когда электростатический потенциал в пробке равен нулю, условие абсолютного удержания можно записать в виде [14] $|r_{\min}| > \rho / (2R_v)$ — минимальное расстояние, на которое частица может приблизиться к оси в центральной области, должно превышать половину ларморовского радиуса частицы в пробке. Положительный электростатический потенциал в пробке способствует удержанию ионов и выталкиванию электронов из ловушки. Возрастание электростатического потенциала от оси к периферии ($\omega_E B_0 > 0$) также способствует абсолютному удержанию ионов и потерям электронов.

4. УДЕРЖАНИЕ ПРИ СОХРАНЕНИИ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИНВАРИАНТА

В классическом пробкотроне Будкера—Поста удержание запертых ионов обеспечивается сохранением магнитного момента $\mu = mv_\perp^2 / (2B)$. Несохранение адиабатического инварианта (например, из-за взаимодействия с мелкомасштабными колебаниями) может приводить к аномальным потерям частиц и энергии. У частиц, движущихся в центральной области диамагнитной ловушки, магнитный момент заведомо не сохраняется из-за малости магнитного поля в пузырьре. Однако, если магнитное поле меняется вдоль ловушки достаточно плавно, то при движении частиц может сохраняться адиабатический инвариант [4]

$$I_r(\varepsilon, p_\theta, p_z, z) = \frac{1}{2\pi} \oint p_r dr = \frac{1}{2\pi} \oint dr \times \sqrt{2m\varepsilon - 2me\varphi(r, z) - p_z^2 - (p_\theta - m\Omega\psi(r, z))^2 / r^2} \quad (2)$$

в связи с тем, что период радиальных колебаний частицы (время между последовательными отражениями от границы пузыря) будет существенно меньше, чем время изменения магнитного поля на границе пузыря из-за продольного движения частицы.

Если при движении частицы сохраняется адиабатический инвариант (2), то условие ее удержания в ловушке можно записать в виде $I_r(\varepsilon, p_\theta, p_z, z_{\min}) > I_r(\varepsilon, p_\theta, 0, z_m)$, где z_{\min} и z_m — продольные координата минимума вакуумного магнитного поля и координата пробки. Полагая, что магнитное поле в пробке однородное, а электро-

статический потенциал отсутствует, легко найти значение адиабатического инварианта в пробке $I_r(\varepsilon, p_\theta, 0, z_m) = \varepsilon / |R_v \Omega| - |p_\theta| H(-\Omega p_\theta)$ [4] и записать условие удержания адиабатически двигающейся частицы в диамагнитной ловушке $\varepsilon < R_v |\Omega| \times (I_r(\varepsilon, p_\theta, p_z, z_{\min}) + |p_\theta| H(-\Omega p_\theta))$. Для частиц с большим по модулю и отрицательным p_θ , у которых радиальная скорость и I_r малы, условия абсолютного и адиабатического удержания близки. У частиц с малым азимутальным моментом $I_r \approx mav_\perp$, где $v_\perp = (2\varepsilon/m - p_z^2/m^2)^{1/2}$, и условие адиабатического удержания можно грубо оценить как $v_\perp^2 / (2\varepsilon/m) > R_v^{-1} (v_\perp / (a\Omega))$ — эффективный конус потерь для таких частиц увеличивается в отношении радиуса пузыря к ларморовскому радиусу ρ . Частицы с большим азимутальным моментом при движении проникают глубоко в переходной слой и для них эффективное пробочное отношение близко к вакуумному R_v .

Несохранение адиабатического инварианта приводит к хаотическому движению. В двумерном случае (в стационарной осесимметричной системе) инвариантные кривые делят фазовое пространство, при этом области хаотического и регулярного движения четко отделены друг от друга [15] т.н. последней инвариантной кривой. Частицы с малой продольной скоростью двигаются преимущественно регулярно, в области больших продольных скоростей большая часть частиц двигается хаотически. Отвлекаясь от сложной структуры фазового пространства вблизи границы регулярного движения, функцию распределения частиц в ловушке можно приближенно записать как сумму функций, описывающих регулярные и хаотические траектории: $f(\mathbf{p}, \mathbf{v}) = f_{reg}(\varepsilon, p_\theta, I_r) H(I_r - I_{r0}(\varepsilon, p_\theta)) + f_{ch}(\varepsilon, p_\theta) H \times (I_{r0}(\varepsilon, p_\theta) - I_r)$, где $I_{r0}(\varepsilon, p_\theta)$ — значение адиабатического инварианта на границе области регулярного движения (на последней инвариантной кривой).

4.1. Условие сохранения адиабатического инварианта в гладком поле

Если магнитное поле ловушки имеет единственный минимум и монотонно возрастает от центра к пробкам, то при продольном движении частицы со скоростью $v_{||}$ магнитное поле на границе пузыря меняется за характерное время $L/v_{||}$, здесь L — характерный масштаб изменения магнитного поля (порядка расстояния между пробками). Время радиальных колебаний частицы легко оценить в предельном случае, когда ларморовский радиус ρ мал по сравнению с радиусом пузыря a , тогда период радиальных

колебаний равен $2(a^2 - r_{\min}^2)^{1/2}/v_{\perp}$, здесь $v_{\perp} = (2\varepsilon/m - 2e\phi(z_{\min})/m - v_{\parallel}^2)^{1/2}$ – поперечная компонента скорости. Таким образом, условие сохранения адиабатического инварианта в монотонно меняющемся магнитном поле можно записать в виде

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \gtrsim \frac{\sqrt{a^2 - r_{\min}^2}}{L}. \quad (3)$$

Условие (3) может быть сравнительно мягким в длинной ловушке. Тем не менее даже при его выполнении адиабатический инвариант может разрушаться из-за мелкомасштабной гофрировки магнитного поля.

4.2. Влияние гофрировки магнитного поля на адиабатичность движения

Если имеется продольная гофрировка магнитного поля (связанная, например, с дискретностью магнитной системы ловушки), то при последовательных столкновениях частицы с границей диамагнитного пузыря магнитное поле на границе меняется не монотонно, а хаотически. Это может приводить к разрушению адиабатического инварианта, если амплитуда гофрировки достаточно велика (эффект разрушения адиабатичности движения частиц при движении в ловушке с низким давлением плазмы и гофрированным магнитным полем исследован ранее в работе [16]).

В простейшем случае, когда имеется длинный прямой участок магнитного поля, на которое наложена гофрировка с периодом $2\pi/k$, движение частицы описывается гамильтонианом

$$H(p_r, p_{\theta}, p_z; r, \theta, z) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{(p_{\theta} - m\Omega\psi(r) - m\Omega\delta\psi(r)\cos(kz))^2}{2mr^2} + \frac{p_z^2}{2m} + e\phi(r) + e\delta\phi(r)\cos(kz), \quad (4)$$

где $\psi(r)$ и $\delta\psi$ – поток магнитного поля и его возмущение из-за гофрировки. В случае малой амплитуды гофрировки удобно перейти к переменным действие–угол невозмущенного (при $\delta\psi = 0$) гамильтониана

$$H(I_r, p_{\theta}, p_z; \chi_r, \chi_{\theta}, z) = H_{\perp}(I_r, p_{\theta}) + \frac{p_z^2}{2m} - \left(\Omega\delta\psi \frac{p_{\theta} - m\Omega\psi(\tilde{r})}{\tilde{r}^2} - e\delta\phi(\tilde{r}) \right) \cos(kz), \quad (5)$$

где I_r – адиабатический инвариант (2), $\chi_r = \left(\int dr/V_r(r) \right) / \left(\oint dr/V_r(r) \right)$ – сопряженная фаза (выражая из этого соотношения r , можно найти зависимость $\tilde{r}(I_r, \chi_r, p_{\theta})$), $V_r(r) =$

$(2H_{\perp}/m - 2e\phi(r)/m - (p_{\theta} - m\Omega\psi(r))^2/(m^2r^2))^{1/2}$ – радиальная скорость, H_{\perp} – решение уравнения $I_r(H_{\perp} + p_z^2/(2m), p_{\theta}, p_z) = I_r$. Поскольку расстояние до оси зависит от времени периодически, функция $\tilde{r}(I_r, \chi_r, p_{\theta})$ периодически зависит от фазы χ_r . Разложив в гамильтониане (5) выражение в круглых скобках в ряд Фурье по фазе χ_r , найдем

$$H(I_r, p_{\theta}, p_z; \chi_r, \chi_{\theta}, z) = H_{\perp}(I_r, p_{\theta}) + \frac{p_z^2}{2m} + \cos(kz) \sum_n \delta H_n(I_r, p_{\theta}) e^{in\chi_r}, \quad (6)$$

где δH_n – коэффициенты Фурье-разложения возмущения гамильтониана.

Взаимодействие продольного движения и радиальных колебаний приводит к появлению резонансов $n\dot{\chi}_r - k\dot{z} = n\Omega_r - kp_z/m = 0$, здесь $\Omega_r = \partial H_{\perp}/\partial I_r$ – частота радиальных колебаний. Взаимодействие между резонансами (перекрывание резонансов) приводит к разрушению адиабатического инварианта и хаотическому движению. При уменьшении шага гофрировки и частоты радиальных колебаний резонансы сближаются, что облегчают их перекрывание. Поскольку при заданной энергии частота радиальных колебаний ниже всего у частиц с $p_{\theta} = 0$, для них адиабатичность движения нарушается раньше всего. Напротив, у частиц с большим по модулю азимутальным моментом частота радиальных колебаний порядка Ω_0 , поэтому они удерживаются преимущественно в адиабатическом режиме. Для иллюстрации данных утверждений ниже рассмотрены два простых случая, когда критерий адиабатичности можно записать аналитически.

4.2.1. Частицы с большой азимутальной скоростью. Рассмотрим частицу, которая быстро вращается вокруг оси ловушки в направлении, совпадающим с направлением циклотронного вращения, и у которой азимутальная компонента скорости значительно превышает радиальную (такие ионы могут появляться, например, при применении внеосевой атомарной инжекции). Частица движется вдоль бетатронной орбиты, совершая малые радиальные колебания. Невозмущенная часть гамильтониана приближенно равна [17]

$$H_{\perp}(p_r, p_{\theta}; r, \theta) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{(p_{\theta} - m\Omega\psi_0(r_{\beta}))^2}{2mr_{\beta}^2} + \frac{m\Omega_{\beta}^2(r_{\beta})(r - r_{\beta})^2}{2},$$

где r_{β} – средний радиус бетатронной орбиты (решение уравнения $p_{\theta} - m\Omega\psi_0(r_{\beta}) + m\Omega_{\beta}(r_{\beta})r_{\beta}^2 = 0$), $\Omega_{\beta}(r) = \{\Omega_c(r)\partial_r(r\Omega_c(r))\}^{1/2}$ – бетатронная частота, $\Omega_c(r) = B_0r^{-1}\partial_r\psi_0(r)$ – локальная циклотронная

частота. Амплитуда бетатронных колебаний предполагается малой, $|r - r_\beta| \ll r_\beta$.

После перехода к переменным действие–угол с помощью канонического преобразования

$$p_r = \sqrt{2m\Omega_\beta(r_\beta)} I_r \cos \phi, \quad r = r_\beta + \sqrt{\frac{2I_r}{m\Omega_\beta(r_\beta)}} \sin \phi,$$

гамильтониан можно записать в виде

$$\begin{aligned} H(I_r, p_\theta, p_z; \phi, \theta, z) = & \\ = \Omega_\beta(r_\beta) I_r + \frac{p_z^2}{2m} + \frac{(p_\theta - m\Omega_\beta(r_\beta))^2}{2mr_\beta^2} + & \\ + m\Omega_\beta(r_\beta) \delta\psi(r_\beta) \cos(kz) + & \\ + \frac{m\Omega_\beta(r_\beta)}{r_\beta} \sqrt{\frac{2I_r}{m\Omega_\beta(r_\beta)}} (r_\beta \delta\psi'(r_\beta) - \delta\psi(r_\beta)) \times & \\ \times \sin \phi \cos(kz). & \end{aligned} \quad (7)$$

Два последних слагаемых являются первыми членами разложения возмущения гамильтониана по амплитуде малых радиальных колебаний. Первое из них зависит только от продольной координаты и описывает резонанс $\dot{z} = p_z/m = 0$, ширина резонанса $\Delta p_z \approx 2m(\Omega_\beta(r_\beta) \delta\psi(r_\beta))^{1/2} \sim 2m\Omega_\beta \sqrt{|\delta\psi(r_\beta)|}$. Второе описывает резонанс $\dot{\phi} - k\dot{z} = \Omega_\beta - kp_z/m = 0$, когда за время радиального колебания частица успевает пролететь один период гофрировки. Поскольку частота радиальных колебаний Ω_β для рассматриваемых частиц велика (порядка циклотронной частоты в вакуумном магнитном поле), учет этого резонанса может быть важен либо в случае мелкомасштабной гофрировки, либо для частиц с большой продольной скоростью. Расстояние между этими резонансами $m\Omega_\beta/k$ становится сравнимым с их шириной только для мелкомасштабных возмущений с достаточно большой амплитудой, $k^2 \delta\psi(r_\beta) \sim 1$. Отброшенные члены разложения описывают резонансы $n\Omega_\beta - kp_z/m = 0$ и в случае малости амплитуды радиальных колебаний малы по сравнению с рассмотренными.

4.2.2. Низкоэнергичные частицы. Рассмотрим теперь частицы с низкой энергией, предполагая, что их ларморовский радиус в вакуумном магнитном поле мал по сравнению с радиусом плазмы и периодом гофрировки. Пренебрегая проникновением частиц за границу диамагнитного пузыря, исследуем адиабатичность их движения в рамках модели бильярдных шаров [1]: пусть частицы двигаются внутри поверхности $r = a + \delta a \cos(kz)$ со скоростью v , упруго от нее отражаясь. Удобно следить за продольными скоростью и координатами в моменты времени, когда радиальная скорость частицы равна нулю. Если амплитуда гофрировки мала, $\delta a \ll a$ и $k\delta a \ll 1$, изменение продольной координаты и продольной скорости за

одно радиальное колебание описывается каноническим отображением

$$\begin{aligned} v_{\parallel n+1} &= v_{\parallel n} - \frac{1}{k} \frac{\partial G(v_{\parallel n+1}, z_n)}{\partial z_{\parallel n}}, \\ kz_{n+1} &= kz_n + 2k\Delta r(v_{\parallel n+1})J(v_{\parallel n+1}) + \frac{\partial G(v_{\parallel n+1}, z_n)}{\partial v_{\parallel n+1}}, \\ G(v_{\parallel n+1}, z_n) &= -2 \frac{\delta a}{a} k\Delta r(v_{\parallel n+1}) \frac{v_{\parallel n+1}}{J(v_{\parallel n+1})} \times \\ &\times \cos(kz_n + k\Delta r(v_{\parallel n+1})J(v_{\parallel n+1})), \end{aligned} \quad (8)$$

где $J(v_{\parallel}) = v_{\parallel}/(v^2 - v_{\parallel}^2)^{1/2}$ – отношение продольной и поперечной компонент скорости, $\Delta r(v_{\parallel}) = (a^2 - r_{\min}^2 v^2 / (v^2 - v_{\parallel}^2))^{1/2}$ – амплитуда радиальных колебаний и $r_{\min} = |p_\theta|/(mv)$.

Резонансные частицы за время между двумя последовательными столкновениями пролетают целое число j периодов гофрировки, т.е. их продольная скорость V_j удовлетворяет уравнению $2k\Delta r(V_j)J(V_j) = 2\pi j$. После линеаризации в окрестности резонанса $v_{\parallel} = V_j$ каноническое отображение (8) сводится к стандартному отображению Чирикова с параметром стохастичности

$$K = 4 \frac{\delta a}{a} \frac{v^2}{v^2 - V_j^2} k^2 a^2 \left(1 - \frac{r_{\min}^2 v^2 + V_j^2}{a^2 v^2 - V_j^2} \right).$$

Далее для оценки амплитуды гофрировки δa , при которой движение частицы с заданными полной скоростью v , продольной компонентой скорости v_{\parallel} и азимутальным моментом p_θ становится хаотическим, используем критерий Чирикова перекрытия резонансов $K > 1$.

Чтобы связать амплитуду гофрировки диамагнитного пузыря и амплитуду гофрировки вакуумного магнитного поля на оси δB_v , используем результаты работы [7], где амплитуда возмущения границы пузыря с резкой границей была найдена в МГД-приближении:

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{\delta B_v}{B_0} \frac{1}{k^2 a^2 K_0(ka)}. \quad (9)$$

Здесь B_0 – напряженность вакуумного магнитного поля, $K_0(x)$ – функция Макдональда.

Комбинируя критерий Чирикова $K > 1$ с выражением (9), найдем ограничение на амплитуду возмущения магнитного поля, при которой движение частицы остается адиабатическим:

$$4 \frac{\delta B_v}{B_0} \frac{v^2}{v_{\perp}^2} \left(1 - \frac{r_{\min}^2 2v^2 - v_{\perp}^2}{a^2 v_{\perp}^2} \right) < K_0(ka), \quad (10)$$

где $v_{\perp} = (v^2 - v_{\parallel}^2)^{1/2}$.

Для сохранения адиабатического инварианта наиболее опасны мелкомасштабные возмущения с $ka \gg 1$. В то же время, из-за эффектов конечного ларморовского радиуса, не учтенных в выражении (9), амплитуда самых коротковолновых возмущений будет мала. Раньше всего условие (10) нарушается для частиц с нулевым моментом импульса, $r_{\min} = 0$, частицы с $r_{\min} \sim a$ движутся преимущественно адиабатически.

Отметим, что мелкомасштабная гофрировка может появиться не только из-за структуры магнитной системы, но также вследствие развития кинетических неустойчивостей, источником энергии для которых могут выступать резкий градиент плотности и азимутальный ток, текущий в переходном слое.

5. ВРЕМЯ ЖИЗНИ ХАОТИЧЕСКИ ДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Если частица движется хаотически (адиабатический инвариант (2) для нее не сохраняется) и не удерживается абсолютно, то с течением времени она неизбежно окажется в пробке и вылетит из ловушки. Чтобы оценить время жизни хаотически движущихся частиц с фиксированными энергией и азимутальным моментом, оценим полное число данных частиц и их поток через пробки. Соответствующие вычисления близки к вычислению бесстолкновительных потерь и времени удержания плазмы в каспах с $\beta \approx 1$ [1, 4].

Обозначим расстояние между пробками L , вакуумное пробочное отношение R_v и радиус пузыря a . Функцию распределения популяции частиц с одинаковыми энергией ϵ и моментом p_θ , движущихся вдоль хаотических траекторий, можно выбрать в виде $\delta(\epsilon - e\phi + mv^2/2)\delta(p_\theta - mv_\theta r - e\Psi/c)H(I_r(\epsilon, p_\theta, p_z, z) - I_{ch})$, где I_r – адиабатический инвариант (2), а I_{ch} – его значение на границе между регулярными и хаотическими траекториями. Аккуратный расчет времени жизни частиц с учетом сохранения инварианта и получающиеся оценки времени жизни частиц неизбежно оказываются громоздкими, поскольку требуются использования выражений для I_r в центральной области и в пробке, которые не всегда могут быть найдены аналитически. Поэтому в дальнейшем пренебрегается возможностью сохранения инварианта, хотя это может быть неверно, например, для частиц с большим p_θ , которые движутся в переходном слое или за ним.

Используем функцию распределения популяции частиц в виде $\delta(\epsilon - e\phi + mv^2/2) \times \delta(p_\theta - mv_\theta r - e\Psi/c)$, тогда полное число частиц в ловушке порядка

$$N \sim 2\pi L \int r dr \int \delta(\epsilon - e\phi + mv^2/2) \times \delta(p_\theta - mv_\theta r - e\Psi/c) d^3v = \frac{4\pi^2 L}{m^2} \int H(2m(\epsilon - e\phi(r)) - (p_\theta - e\Psi/c)^2/r^2) dr. \quad (11)$$

Если магнитное поле равно нулю при $r < a$, а затем быстро возрастает, и электростатический потенциал примерно постоянен внутри пузыря, $\phi \approx \phi_0$ при $r < a$, то

$$N \sim \frac{4\pi^2 L}{m^2} \left(a - \frac{|p_\theta|}{\sqrt{2m(\epsilon - e\phi_0)}} \right). \quad (12)$$

Полный поток частиц через пробку

$$J \sim 2\pi \int r dr \int_0^\infty v_z dv_z \int \delta(\epsilon - e\phi_m + mv^2/2) \times \delta(p_\theta - mv_\theta r - e\Psi_m/c) dv_r dv_\theta = \frac{4\pi}{m^3} \int H(2m(\epsilon - e\phi_m(r)) - (p_\theta - e\Psi_m/c)^2/r^2) \times \sqrt{2m(\epsilon - e\phi_m(r)) - (p_\theta - e\Psi_m/c)^2/r^2} dr.$$

Магнитное поле в пробке примерно однородно, $\Psi_m(r) \approx R_v B_0 r^2/2$. В простейшем случае, когда электростатический потенциал в пробке равен нулю, время удержания можно записать в виде

$$\tau \sim R_v \tau_b \begin{cases} (a - r_{\min})/\rho, & \Omega p_\theta \geq 0, \\ (a - r_{\min})/(\rho - 2R_v r_{\min}), & \Omega p_\theta < 0, \end{cases} \quad (13)$$

где $\tau_b = L/(\Omega\rho)$ – время пролета частицы от пробки до пробки.

Время жизни (13) частиц с $p_\theta < 0$ обращается в бесконечность при $|r_{\min}| > \rho/(2R_v)$, что соответствует переходу в режим абсолютного удержания. При уменьшении ларморовского радиуса частиц ρ время удержания стремится к бесконечности, что согласуется с тем, что в МГД-модели [3, 7] данные бесстолкновительные потери отсутствуют.

Из оценки (13) легко получить оценку времени удержания τ_s популяции частиц с максвелловским распределением и температурой T , заменив ρ на средний ларморовский радиус $\rho_s = \sqrt{2T_s/m_s}/\Omega_s$: $\tau_s \sim R_v L a / (\Omega_s \rho_s^2)$. Из этой оценки выпала масса частиц m_s , поэтому время вытекания максвелловских ионов и электронов с равной температурой оказывается одинаковым и равным

$$\tau \sim \tau_g \frac{a}{\rho_i}, \quad (14)$$

где $\tau_g \sim R_v L / \sqrt{2T/m_i}$ – время газодинамического вытекания из вакуумного магнитного поля. Поток максвелловской плазмы через пробки, соответствующий оценке (14), с точностью до числен-

ного коэффициента совпадает с выражением (74) из [4], описывающим потоком плазмы через осевые отверстия антипробкотрона в неадиабатическом режиме.

Таким образом, время удержания сильно-столкновительной плазмы возрастает в a/ρ_i раз при переходе в режим диамагнитного удержания. Чтобы численно показать этот эффект, рассмотрим конкретный пример. Газодинамическая ловушка [18] представляет прототип термоядерного источника нейтронов, в котором основной вклад в давление плазмы и генерацию нейтронов вносит популяция быстрых ионов, возникающих при мощной атомарной инжекции в теплую мишенную плазму. Быстрые ионы удерживаются за счет сохранения магнитного момента (адиабатически); основные потери быстрых ионов вызваны их остыванием на электронах и уменьшаются при повышении температуры электронов как $T_e^{-3/2}$. Температура электронов, в свою очередь, определяется балансом между вводимой при атомарной инжекции энергией и продольными потерями мишенной плазмы (каждая вылетевшая электрон-ионная пара уносит примерно $8T_e$ энергии). При типичных параметрах ГДЛ (магнитное поле в центре 3 кГс, расстояние между пробками 7 м, энергия инжекции 25 кэВ, температура мишенной плазмы 250 эВ) ларморовский радиус мишенных ионов ρ_i примерно равен 1 см. Переход в режим с $\beta \approx 1$ (отметим, что уже экспериментально продемонстрированы режимы с $\beta \approx 0.6$) проще всего происходит при внеосевой атомарной инжекции, при этом радиус диамагнитного пузыря a равен ларморовскому радиусу ионов с энергией, равной энергии инжекции (7 см для ГДЛ). Согласно оценке (14), при переходе в режим с $\beta \approx 1$ потери мишенной плазмы должны уменьшиться в $a/\rho_i \approx 10$ раз, во столько же раз должен возрасти коэффициент усиления мощности Q . Отметим, что хаотизация движения быстрых ионов в режиме с $\beta \approx 1$ не будет сказываться на их удержании, если прицельный параметр атомарной инжекции превышает ларморовский радиус быстрых ионов в пробке (равный 0.3 см при энергии 25 кэВ и поле в пробке 10 Тл), так как в этом случае быстрые ионы удерживаются абсолютно.

6. КВАЗИОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ УДЕРЖАНИЯ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

Вопрос об удержании сильностолкновительной (время свободного пробега ионов меньше времени пролета от пробки до пробки) плазмы в диамагнитном режиме представляется важным по двум причинам. Во-первых, ряд концепций термоядерных устройств на основе открытой ловушки, в частности, термоядерный источник

нейтронов, предполагает удержание двухкомпонентной плазмы, когда популяция быстрых ионов создается путем мощной атомарной инжекции в теплую мишенную плазму [18]. Исследование удержания максвелловской плазмы важно для оптимизации параметров нейтронного источника на основе диамагнитной ловушки (см., например, [19, 20]). Вторая причина заключается в том, что повышение коэффициента усиления мощности Q до значений, превышающих единицу, требует увеличения отношения времени удержания ко времени свободного пробега ионов до значений, при которых функция распределения ионов будет близка к максвелловской. Поэтому рассмотрение удержания максвелловской плазмы в диамагнитном режиме дает возможность оценить термоядерные перспективы диамагнитной ловушки и исследовать эффективность использования систем, возвращающих вытекающую плазму обратно в активную зону (таких, как многопробочные секции [21], винтовые пробки [22] и т.п.).

При выводе оценки времени удержания максвелловской плазмы (14) полностью пренебрегалось потенциалами, неизбежно возникающими на границе диамагнитного пузыря и в пробке из-за огромной разницы ларморовских радиусов ионов и электронов. Чтобы качественно исследовать пространственное распределение электростатического потенциала и его влияние на потери вещества из плазмы, рассмотрим следующую простую модель. Пусть диамагнитный пузырь радиусом a поддерживается в пробкотроне с длинным участком однородного поля длиной L и пробочным отношением R_p . Пробки считаем короткими, так что движение частиц из области однородного магнитного поля до пробки можно считать бесстолкновительным; в то же время полагаем длину участка однородного поля достаточно большой, чтобы частицы успевали рассеяться из-за кулоновских столкновений на достаточно большой угол при пролете от пробки до пробки (такая постановка близка к задаче об истечении плазмы из газодинамической ловушки с низким давлением [23]). При изучении равновесия рассматриваем только радиальные распределения плотности и токов в центральной плоскости и в пробках, пренебрегая влиянием продольных градиентов.

Чтобы найти функцию распределения частиц в ловушке, предположим, что частицы с равной вероятностью рождаются внутри цилиндрической области с длиной L и радиусом, совпадающими с длиной L и радиусом a диамагнитного пузыря. Распределение частиц по скоростям полагаем максвелловским. Если a значительно превышает средний ларморовский радиус ионов в вакуумном поле ρ_i , то толщина переходного слоя мала и

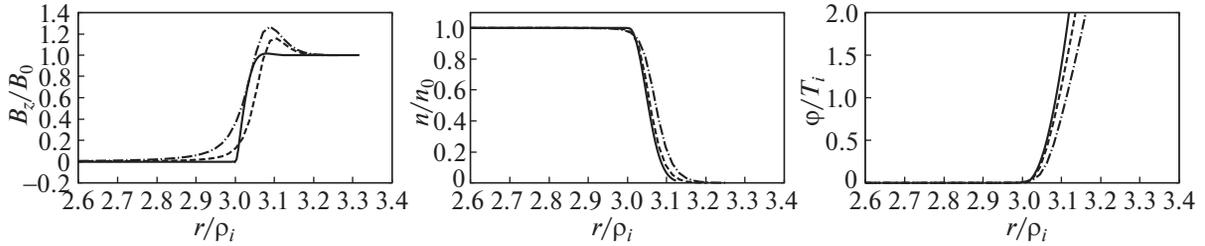


Рис. 2. Пример распределения магнитного поля (слева), концентрации ионов (в центре) и электростатического потенциала (справа) в центральной плоскости. Параметры: $T_e = T_i$, $\rho_e = 0.0227\rho_i$, $a = 3$. Параметр $a_e = 3$ (сплошная кривая), $a_e = 6$ (штриховая кривая) и $a_e = 9$ (штрихпунктир).

частицы преимущественно сталкиваются внутри пузыря. Частицы могут диффундировать через переходной слой только при рассеянии внутри переходного слоя и при малой толщине переходного слоя возможна ситуация, когда из-за частых столкновений в ловушке поддерживается максвелловское распределение частиц по скоростям, но поперечные потери (из-за диффузии через переходной слой) малы по сравнению с продольными (описываемыми выражением (13)). При этом модуль азимутального момента большинства частиц не превышает величины $a\sqrt{2m\varepsilon}$ (другими словами, $|r_{\min}| < a$) и функцию распределения частиц сорта s можно приближенно записать в виде

$$f_s(\varepsilon, p_\theta) = \left(\frac{m}{2\pi T_s}\right)^{3/2} e^{-\varepsilon/T_s} H(2m_s\varepsilon a^2 - p_\theta^2). \quad (15)$$

В дальнейшем полагаем, что температуры ионов и электронов близки, $T_i \sim T_e$.

Чтобы найти распределение плотности частиц и магнитного поля в центральной плоскости, нужно решить одномерное уравнение Грэда–Шафранова

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} &= -\frac{4\pi}{c} \sum_s j_\theta^{(s)}(r, \Psi, \varphi), j_\theta^{(s)}(r, \Psi, \varphi) = \\ &= \int e_s \frac{p_\theta - e_s \Psi/c}{m_s} f_s(r, \mathbf{p}, \Psi, \varphi) \frac{dp_r dp_\theta dp_z}{r}, \end{aligned} \quad (16)$$

причем радиальное распределение электростатического потенциала находится из условия равенства концентраций ионов и электронов, $\int f_i(r, \mathbf{p}, \Psi, \varphi) dp_r dp_\theta dp_z / r = \int f_e(r, \mathbf{p}, \Psi, \varphi) dp_r dp_\theta dp_z / r$. Магнитное поле в пробке предполагается квазиоднородным, распределение электростатического потенциала также находится из условия нейтральности.

Примеры распределения магнитного поля, концентрации и потенциала в центральной области и в пробке (подробности см. в Приложении) приведены на рис. 2 и 3 (сплошные кривые). В центральной плоскости концентрация плазмы при $r < a$ постоянна и резко спадает за границей

пузыря. Ширина переходного слоя определяется расстоянием, на которое могут залететь электроны, и по порядку величины равна ларморовскому радиусу электронов ρ_e (механизмы, увеличивающие нефизически малую ширину переходного слоя, и их влияние на удержание частиц обсуждаются ниже), естественно, она совпадает с оценкой минимальной ширины переходного слоя в каспах с $\beta \approx 1$ [1, 4]. Квазинейтральность плазмы в переходном слое поддерживается сильным радиальным полем с напряженностью порядка $T_i/(e\rho_e)$, электростатический потенциал возрастает с радиусом (выталкивает ионы из переходного слоя в плазму и вытягивает электроны в переходной слой из плазмы). В пробке также формируется возрастающий электростатический потенциал, причем в области $r < (a\rho_e/R_e)^{1/2}$ он постоянен и близок к потенциалу в центре пузыря, так что через эту область плазма вытекает свободно; радиус области с постоянным потенциалом определяется максимальным расстоянием от оси, на которое в пробке могут удалиться электроны со средним азимутальным моментом $p_\theta \sim m_e a v_{Te}$. Концентрация ионов в пробке примерно равна половине концентрации в пузыре $n_i/2$, потоковая скорость ионов через пробку порядка тепловой $v_{Ti} = (2T_i/m_i)^{1/2}$, при этом поток ионов dN_i/dt порядка $n_i v_{Ti} \pi (a\rho_e)/R_e$. Поделив на этот поток полное количество ионов в ловушке $N \sim n_i \pi a^2 L$, получим оценку времени удержания

$$\tau \sim \tau_g \frac{a}{\rho_e}. \quad (17)$$

6.1. Учет размытия переходного слоя

Ширина переходного слоя, найденная в предыдущем пункте, крайне мала. Еще при анализе структуры переходного слоя в каспах с $\beta \sim 1$ отмечалось, что высокая скорость электрического дрейфа электронов в переходном слое может провоцировать развитие кинетических неустойчивостей (например, ионно-звуковых), приводя-

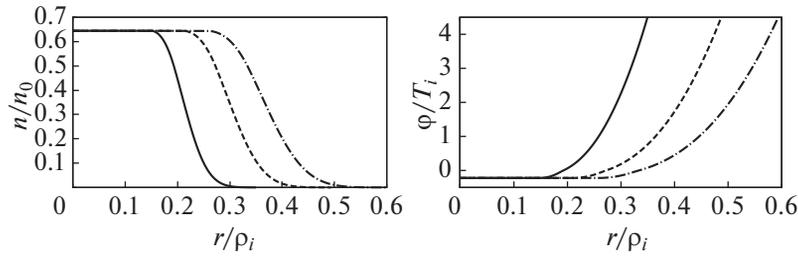


Рис. 3. Пример распределения концентрации ионов (слева) и электростатического потенциала (справа) в пробке. Пробочное отношение $R_v = 4$, остальные параметры те же, что на рисунке 2.

щих к аномальной поперечной диффузии электронов и уширению переходного слоя. Данные неустойчивости экспериментально наблюдались, в частности, в тороидальном антипробкотроне АТОЛЛ [6] и в районе сепаратрисы в FRC C-2W [11] (детальное обсуждение турбулентного уширения переходного слоя в каспах с $\beta \approx 1$ см. также в обзоре [4]). Кроме того, в открытых ловушках важную роль в формировании структуры переходного слоя могут играть МГД-неустойчивости, развивающиеся вследствие диамагнетизма плазмы. В каспах аномальный поперечный транспорт электронов приводил к ухудшению электростатического запираения в щелях, в диамагнитной ловушке аналогичным образом уширение переходного слоя должно привести к уменьшению электростатического потенциала в пробках и увеличению продольных потерь. Далее влияние ширины слоя на продольное удержание рассматривается в рамках простой модели, при этом конкретные механизмы, приводящие к размыванию слоя (которые могут быть связаны как с мелко-масштабными колебаниями, так и с крупномасштабными движениями вроде возбуждения желобковых и баллонных мод), не обсуждаются.

Заметим, что уширение переходного слоя эквивалентно увеличению максимального момента импульса электронов. Пусть средний модуль момента импульса электронов в диамагнитном пузыре не порядка $m_e a v_{Te}$, как в предыдущем пункте, а порядка $m_e a_e v_{Te}$, где $a_e > a$ — некая константа. Тогда ширина переходного слоя на границе пузыря порядка $\Delta r \sim \rho_e a_e / a$, радиус области с постоянным потенциалом в пробке также увеличивается и становится порядка $\sqrt{a_e \rho_e} \sim \sqrt{a \Delta r}$ (см. рис. 2 и 3). Таким образом, увеличение ширины переходного слоя увеличивает число попадающих в пробку электронов и ослабляет электростатическое запираение потока ионов. Разделив полное число ионов в ловушке $n_i \pi a^2 L$ на поток ионов через пробку, найдем оценку времени удержания

$$\tau \sim \tau_g \frac{a}{\Delta r}, \quad (18)$$

когда ширина переходного слоя Δr порядка ларморовского радиуса ионов ρ_i (и электрическое поле в переходном слое мало), оценка (18)) совпадает с “наивной” оценкой (14).

При выводе оценки (18)) не учитывалось, что у значительной части электронов,двигающихся в переходном слое, может сохраняться адиабатический инвариант (2). Из-за сохранения инварианта часть таких электронов не может попасть в пробку, что уменьшает продольные потери и увеличивает время удержания по сравнению с (18)).

Отметим, что электрическое поле в переходном слое может заметно влиять на форму траекторий ионов (ср. рис. 1 и 4).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Переход в режим диамагнитного удержания в открытой ловушке сопровождается качественной перестройкой магнитного поля ловушки (полное вытеснение из центральной области и формирование переходного слоя); критерии удержания частиц при этом также модифицируются. Сохранение магнитного момента заменяется сохранением адиабатического инварианта, связанного с быстрыми радиальными колебаниями, у частиц с не слишком большой продольной скоростью; остальные частицы двигаются хаотически. Для сохранения адиабатического инварианта наиболее опасны мелко-масштабные возмущения магнитного поля. Чтобы добиться адиабатичности движения подавляющего большинства частиц в диамагнитной ловушке, требуется создание очень гладкого магнитного поля в ловушке (допустимы ошибки на уровне процентов и менее). В то же время, сравнительно просто добиться адиабатичности движения отдельных групп частиц. В частности, можно ожидать устойчивого движения быстрых ионов, возникающих при мощной внеосевой атомарной инжекции. В двухкомпонентной плазме (быстрые ионы и теплая мишенная плазма) в этих ионах может быть заключена большая часть кинетической энергии частиц плазмы, такая ситуация может иметь место в термоядерном источнике нейтронов на основе открытой

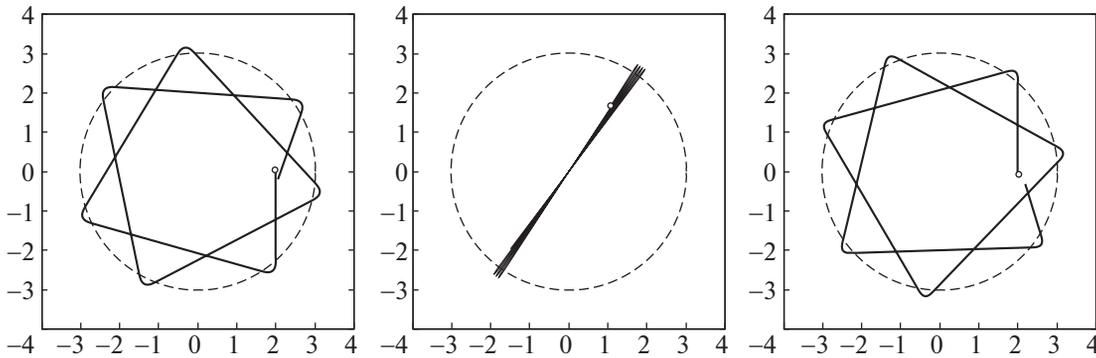


Рис. 4. Пример траекторий ионов,двигающихся в продольно-однородном диамагнитном пузырьре. Параметры: ларморовский радиус $\rho = 8$, $r_{\min} = -2$ (слева), $r_{\min} = 0$ (центр) и $r_{\min} = 2$ (справа). Параметры электростатического и магнитного поля такие же, как для штрихпунктирной кривой на рисунке 2. Кругом отмечено начальное положение, штриховой линией – радиус, на котором магнитное поле равно $B_0/2$.

ловушки [20]. Кроме того, значительная часть частиц (достаточно быстро вращающихся вокруг оси ловушки в направлении, совпадающим с направлением циклотронного вращения) удерживается абсолютно.

Время удержания движущихся хаотически и одновременно не удерживаемых абсолютно частиц в диамагнитной ловушке может значительно превышать время пролета от пробки до пробки. Время газодинамического вытекания в режиме диамагнитного удержания в отношении радиуса пузыря к среднему ларморовскому радиусу ионов в пробке превышает время газодинамического вытекания из вакуумного магнитного поля.

Время удержания плазмы существенно зависит от структуры магнитного и электрического полей в переходном слое. В свою очередь, структура переходного слоя определяется функциями распределения ионов и электронов, т.е. методами создания, нагрева и поддержания материального баланса плазмы в ловушке, а также кинетическими и магнитогидродинамическими неустойчивостями. По-видимому, большая разница в массах ионов и электронов приводит к формированию радиального электрического поля и сдвиговому азимутальному течению плазмы в переходном слое. Радиальные электрические поля, азимутальное вращением и резкие градиенты плотности в переходном слое могут выступать источником энергии для дрейфовых неустойчивостей, подобных наблюдающимся в антипробкотронах [4, 6] и в конфигурациях с обращенным полем (отметим, что в FRC такие неустойчивости могут подавляться при наличии популяции быстрых ионов [11]). С другой стороны, сдвиговое азимутальное вращение плазмы может способствовать стабилизации МГД-неустойчивостей, в частности, высших мод желобковой и баллонной неустойчивостей.

В отличие от каспов и галатей, в осесимметричных открытых ловушках вакуумное магнитное поле убывает в поперечном направлении. Из-за диамагнетизма плазмы это провоцирует возбуждение желобковых и баллонных мод, которые могут привести к радиальной конвекции и гибели плазмы на стенках. По-видимому, из-за эффектов конечного ларморовского радиуса ионов и сдвигового азимутального вращения плазмы в переходном слое высшие моды МГД-колебаний будут подавлены. При этом основной проблемой будет стабилизация первой моды (смещение плазменного столба в поперечном направлении как целого), которое можно, по-видимому, осуществить за счет вмороженности генерируемого плазмой магнитного поля в массивные проводники [3]. Отметим, что возможность поддержания и МГД-стабилизации FRC в квазистационарном режиме экспериментально продемонстрирована на установке C-2W [11].

Автор выражает благодарность всем сотрудникам лабораторий 9-0, 9-1 и 10 ИЯФ СО РАН, принимавшим участие в обсуждении результатов работы. Особо автор хочет поблагодарить А.Д. Беклемишева, Д.И. Сковородина и М.С. Христо за плодотворные дискуссии.

А. ПРИЛОЖЕНИЕ

Концентрация и плотность тока частиц с функцией распределения (15) описываются выражениями

$$n_s/n_{s0} = H(a-r)e^{-2e_s\phi/(m_s v_s^2)} + H(r-a)\frac{a}{r} + \frac{H(\Omega_s^2 \Psi^2 - 2(a^2 - r^2)e\phi/m_s)}{2} \times$$

$$\times \left(\frac{a}{r} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{p_+}{aw_s} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{p_-}{aw_s} \right) \right\} - e^{-2e_s\varphi/(m_s w_s^2)} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{p_+ - \Omega_s \Psi}{r w_s} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{p_- - \Omega_s \Psi}{r w_s} \right) \right\} \right)$$

и

$$\begin{aligned} j_s/(e_s n_{s0}) &= H(r-a)\Omega_s \Psi \frac{a}{r^2} + \\ &+ \frac{H(\Omega_s^2 \Psi^2 - 2(a^2 - r^2)e_s \varphi/m_s)}{2} \times \\ &\times \left(e^{-2e_s\varphi/(m_s w_s^2)} \frac{w_s}{\sqrt{\pi}} (e^{-(p_+ - \Omega_s \Psi)^2/(r^2 w_s^2)} - e^{-(p_- - \Omega_s \Psi)^2/(r^2 w_s^2)}) + \right. \\ &+ \frac{a}{r^2} \left\{ (e^{-p_+^2/(a^2 w_s^2)} - e^{-p_-^2/(a^2 w_s^2)}) \frac{w_s a}{\sqrt{\pi}} + \right. \\ &\left. \left. + \Omega_s \Psi \left(\operatorname{erf} \left(\frac{p_+}{aw_s} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{p_-}{aw_s} \right) \right) \right\} \right), \end{aligned}$$

где $w_s = (2T_s/m_s)^{1/2}$ – тепловая скорость и

$$\begin{aligned} p_{\pm} &= \frac{\Omega_s a^2 \Psi \pm ar \sqrt{2(r^2 - a^2)e\varphi/m_s + \Omega_s^2 \Psi^2}}{a^2 - r^2} = \\ &= \frac{2re_s\varphi/m_s}{\Omega_s a \Psi \mp r \sqrt{2(r^2 - a^2)e\varphi/m_s + \Omega_s^2 \Psi^2}}. \end{aligned}$$

Уравнение (16) можно переписать в форме интегрального, используя функцию Грина $g(r, r') = (r^2/2)H(r'-r) + (r'^2/2)H(r-r')$ (поток магнитного поля, создаваемый азимутальным током, текущим по цилиндрической поверхности с радиусом r') [24]. Интегральное уравнение решается итерациями на сетке с постоянным шагом, для регуляризации используется условие сохранения полного тока, протекающего через полуплоскость $\theta = \text{const}$: $\int r j_{\theta}(r) dr = \text{const}$.

Для вычисления распределения потенциала в пробке используется условие нейтральности. Предполагается, что в пробке отсутствуют ионы с $v_{\parallel} < 0$, и условие нейтральности записывается в виде $n_e = n_i/2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berkowitz J., Friedrichs K., Goertzel H., Grad H., Killeen J., Rubin E. // Proc. the Second U.N. Internat. Confer. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958 (United Nations, Geneva, 1958). V. 31. P. 171.
2. Морозов А.И., Савельев В.В. // УФН. 1998. Т. 168. С. 11. <https://doi.org/10.3367/UFN.0168.199811a.1153>
3. Beklemishev A.D. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 082506. <https://doi.org/10.1063/1.4960129>
4. Haines M.G. // Nucl. Fusion. 1977. V. 17. P. 811. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/17/4/015>
5. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Питерский В.В., Юшманов Е.Е. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 453.
6. Питерский В.В., Пастухов В.П., Иоффе М.С., Канаев Б.И., Юшманов Е.Е. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 170.
7. Beklemishev A.D., Khristo M.S. // Plasma Fusion Res. 2019. V. 14. P. 2403007. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2403007>
8. Steinhauer L.C. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 070501. <https://doi.org/10.1063/1.3613680>
9. Bagryansky P.A., Akhmetov T.D., Chernoshtanov I.S., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Maximov V.V., Mishagin V.V., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Pikhodko V.V., Sorokin A.V., Oreshonok V.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 030015. <https://doi.org/10.1063/1.4964171>
10. Turner W.C., Clauser J.F., Coengsen F.H., Correll D.L., Cummins W.F., Freis R.P., Goodman R.K., Hunt A.L., Kaiser T.B., Melin G.M., Nexsen W.E., Simonen T.C., Stallard B.W. // Nucl. Fusion. 1989. V. 19. P. 8. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/8/002>
11. Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Deng B.H., Detrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M. et al. // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 112009. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0be9>
12. Морозов А.И., Соловьев Л.С. // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под. ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963.
13. Chernoshtanov I.S. // 2020. arXiv:2002.03535v1.
14. Hsiao M.-Y., Miley G.H. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 5. <https://doi.org/10.1063/1.864978>
15. Арнольд В.И. // УМН. 1963. Т. 18. С. 91.
16. Chirikov B.V. // J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys. 1960. V. 1. P. 253.
17. Wong H.V., Berk H.L., Lovelace R.V., Rostoker N. // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1991. V. 3. P. 2973.
18. Иванов А.А., Приходько В.В. // УФН. 2017. Т. 187. С. 547. <https://doi.org/10.3367/UFN.2016.09.037967>
19. Kotelnikov I., Chen Z., Bagryansky P., Sudnikov A., Zeng Q., Yakovlev D., Wang F., Ivanov A., Wu Y. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 067001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab81ab>
20. Христос М.С., Беклемисhev А.Д. // Материалы XLVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. 2021. С. 2973. <https://doi.org/10.1063/1.589931>
21. Postupaev V.V., Batkion V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
22. Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Inzhevatkina A.A., Ivanov I.A., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Glinskiy V.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Ustyuzhanin V.O. // J. Plasma Phys. 2020. V. 86. P. 905860515. <https://doi.org/10.1017/S0022377820001245>
23. Мирнов В.В., Ткаченко О.А. // Препринт ИЯФ 1986, 1986-028, Новосибирск.
24. Querushi A., Rostoker N. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 3057. <https://doi.org/10.1063/1.1475683>

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ

УДК 533.9

О ДИСКРЕТНОМ СПЕКТРЕ ВЧ-ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ VASIMR

© 2022 г. А. В. Тимофеев^{а, *}, Р. С. Чеботарев^а

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Timofeev_av@nrcki.ru

Поступила в редакцию 22.07.2021 г.

После доработки 13.09.2021 г.

Принята к публикации 20.09.2021 г.

Рассматриваются процессы, происходящие в плазменном космическом двигателе VASIMR. В этом двигателе тяга возникает вследствие выброса потока ионов, ускоренных посредством ИЦР-взаимодействия в неоднородном магнитном поле. В экспериментах этот процесс сопровождался появлением вторичных ВЧ-полей. Их частота ω кратна частоте ВЧ-поля ω_0 , используемого для ИЦР-нагрева ($\omega = n\omega_0$). Вторичные ВЧ-поля наблюдались в магнитном сопле установки на значительном удалении от зоны ИЦР-нагрева. Амплитуда вторичных полей возрастала с номером гармоники n . Эти свойства могут быть объяснены в рамках представления о природе вторичных полей, развиваемого в настоящей статье

Ключевые слова: частотный спектр, ускорение плазмы, циклотронный резонанс, функция распределения ионов, магнитный звук

DOI: 10.31857/S0367292122020147

1. ВВЕДЕНИЕ

В системе VASIMR плазма создается в открытой магнитной ловушке с большим пробочным отношением. Поток плазмы, выходящий из ловушки, попадает в спадающее магнитное поле (магнитное сопло), где ионы ускоряются при ионно-циклотронном резонансном (ИЦР) взаимодействии. В магнитном сопле наряду с ускоренными ионами присутствует более плотная холодная компонента [1, 2]. Ее источником может быть газ, вводимый для создания плазмы, а также газ, образующийся на приемной пластине при нейтрализации потока плазмы.

В системе VASIMR наблюдались ВЧ-поля с частотами ω , кратными частоте внешнего поля $\omega = n\omega_0$, $n \leq 15$ [1]. В [2] эти поля считаются вызванными неустойчивостью плазмы. Однако при этом остаются необъясненными характерные особенности вторичных ВЧ-полей, в частности, привязка частоты к гармоникам внешнего поля.

Мы полагаем, что появление гармоник приложенного ВЧ-поля свидетельствует о “сильном” ИЦР-нагреве, при котором приращение ларморовского радиуса ионов существенно превышает его начальные значения. При таком нагреве все ионы вне зависимости от начальной фазы ларморовского вращения приобретают близкие фазы, обеспечивающие ускорение – возникает совокупность псевдоволн, различающихся частотой и азимутальным волновым числом, которое совпа-

дает с номером гармоники $m = n$. (Такие образования называют также волнами Ван-Кампена или волнами, вызываемыми модулированными пучками [3])

Псевдоволны – нестабильные образования. В неоднородном магнитном поле разброс по скоростям продольного движения вызывает их распад, поэтому псевдоволны локализованы вблизи зоны ИЦР. Однако они могут возбуждать собственные колебания плазмы. При слабой диссипации последние способны распространяться на значительно большее расстояние, чем псевдоволны. Если поток плазмы стационарен, то частоты возбуждаемых псевдоволнами собственных колебаний совпадают с частотами псевдоволн. В области частот, превышающих ионную циклотронную, такими колебаниями могут быть магнитозвуковые.

В экспериментах [1] было обнаружено возрастание сигнала с увеличением номера гармоники n . В теоретической модели настоящей работы, в зависимости от радиуса возможен как рост сигнала с частотой, так и его спад, причем область спада имеет больший размер. Тем не менее, по-видимому, в экспериментах [1] датчик попадал в первую область.

Цель настоящей работы состоит в создании качественной модели явлений, происходящих при ИЦР-нагреве плазменного потока в системах типа VASIMR. Такой подход соответствует на-

чальному этапу экспериментального изучения процессов, происходящих в этой системе.

2. ИЦР-НАГРЕВ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ПСЕВДОВОЛН

Покажем, что ИЦР-взаимодействие приводит к фазировке ускоряемых ионов на ларморовских окружностях. Проиллюстрируем это явление на простейшем примере ионов, движущихся в однородном стационарном магнитном поле в присутствии резонансного циркулярного ВЧ-поля ($\omega = \omega_i$), вращающегося в ионную сторону

$$\dot{\mathbf{E}} = \omega_i \mathbf{E} \times \mathbf{b}, \quad (1)$$

где ω_i – ионная циклотронная частота, \mathbf{b} – единичный вектор, направленный вдоль стационарного магнитного поля.

Взаимодействие ионов с ВЧ-полем описывается уравнением

$$\dot{\mathbf{v}} = \omega_i \mathbf{v} \times \mathbf{b} + \frac{e}{m_i} \mathbf{E}. \quad (2)$$

Используя (1) и (2), получаем

$$(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = \frac{e}{m_i} E^2. \quad (3)$$

Согласно (3) проекция скорости иона на направление ВЧ-поля монотонно возрастает со временем. Если приращение скорости достаточно велико, то все ионы будут вращаться с фазами, близкими к ускоряющей фазе ВЧ-поля. Значение скорости ларморовского вращения определяется временем пролета ионов через зону циклотронного резонанса. В системе VASIMR плотность плазмы в области ее создания (ионизации газа) n_1 намного превышает плотность плазмы в зоне ИЦР n_2 . Поэтому между этими двумя областями должен существовать значительный перепад потенциала, ускоряющего ионы вдоль магнитного поля $\Delta\Phi \sim \ln(n_1/n_2) T_e/e$. Продольная скорость ионов определяет время пролета через резонансную зону, а вместе с ним и приращение скорости ларморовского вращения, полученное в результате ИЦР-взаимодействия.

ИЦР-нагрев потока ионов, проходящего через резонансную зону, порождает совокупность псевдоволн. Для описания этого явления примем, что поток, входящий в резонансную зону, азимутально симметричен, а радиальное распределение ларморовских центров r_L является гауссовским. В этом случае распределение ионов на

выходе из зоны ИЦР описывается следующим выражением:

$$\Phi(r_L, \rho_i, \varphi, v_{\parallel}) = \frac{1}{4\pi^2} n_0 \exp\left(-\left(\frac{r_L}{a}\right)^2\right) \times \delta(\rho_i - \Delta\rho_i) \delta(\varphi + \omega_0 t) \delta(v_{\parallel} - v_{\parallel 0}), \quad (4)$$

где $\Delta\rho_i = c(E/B)\Delta t$, Δt – время ИЦР-взаимодействия, E – амплитуда ВЧ-поля, φ – фаза ларморовского вращения, ω_0 – частота ВЧ-поля, $v_{\parallel 0} = (2e\Delta\Phi/m_i)^{1/2}$. Элемент фазового объема полагается равным $r_L dr_L d\chi_L \rho_i d\rho_i d\varphi dv_{\parallel} ds$, s – координата, отсчитываемая вдоль магнитного поля.

Радиус-вектор иона связан с радиус-вектором его ларморовского центра соотношением

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_L + \boldsymbol{\rho}_i, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{\rho}_i$ – радиус-вектор иона на ларморовской окружности, отсчитываемый от ее центра.

Из соотношения (5) следует

$$r^2 = r_L^2 + \rho_i^2 - 2r_L \rho_i \cos(\varphi - \chi), \quad (6)$$

где χ – азимут иона.

Используя (6), а также “теорему синусов” для треугольника, составленного векторами \mathbf{r} , \mathbf{r}_L , $\boldsymbol{\rho}_i$ получаем

$$\rho_i \sin(\varphi - \chi_L) = r \sin(\chi - \chi_L), \quad (7)$$

$$\frac{\partial(r_L, \chi_L)}{\partial(r, \chi)} = \frac{r}{r_L},$$

где χ_L – азимут ларморовского центра иона.

В соответствии с (7), чтобы переменные r_L , χ_L заменить на r , χ надо в (4) использовать соотношение (6), а в выражении для фазового объема произвести замену $r_L dr_L d\chi_L \rightarrow r dr d\chi$. При этом распределение по координатам, ортогональным к магнитному полю, можно представить в виде

$$\Phi_{\perp}(r, \chi, \rho_i, \varphi) = H \left[I_0(\beta) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m(\beta) \cos(m\theta) \right], \quad (8)$$

где $\beta = 2r\Delta\rho_i/a^2$, $\theta = \varphi - \chi$, I_m – функция Бесселя мнимого аргумента, $H = (n_0/4\pi^2) \exp(-(r^2 + (\Delta\rho_i)^2)/a^2) \delta(\rho_i - \Delta\rho_i) \delta(\varphi + \omega_0 t)$. Считается, что приращение ларморовского радиуса $\Delta\rho_i$ намного превышает его начальное значение. В этом случае все ионы приобретают одну и ту же фазу ларморовского вращения. В экспериментах [1] $\Delta\rho_i/\rho_{i0} \approx 3$.

Выражение (8) описывает плазменный шнур, смещенный с оси магнитного поля и вращающийся относительно нее с циклотронной частотой

той, равной частоте внешнего ВЧ-поля. При этом возникает электрический ток

$$\mathbf{j}_\perp = (v_r; v_\chi) \Phi_\perp = \rho_i \omega_i H \times \left(\sum_{m=1}^{\infty} L_m^{(-)}(\beta) \sin(m\theta); -I_1(\beta) - \sum_{m=1}^{\infty} L_m^{(+)}(\beta) \cos(m\theta) \right), \quad (9)$$

где $L_m^{(\pm)}(\beta) = I_{m-1}(\beta) \pm I_{m+1}(\beta)$.

Здесь использованы соотношения

$$v_r = \frac{x\dot{x} + y\dot{y}}{r} = \rho_i \omega \sin(\theta),$$

$$v_\chi = r\dot{\chi} = r \left(\arctg\left(\frac{y}{x}\right) \right)' = (x\dot{y} - y\dot{x}) \frac{1}{r} = -\rho_i \omega \cos(\theta).$$

В системе VASIMR геометрия магнитного поля сложна – имеется участок однородного магнитного поля, на котором выполняется условие циклотронного резонанса. В прилегающей области можно положить $d\omega_i/ds \approx -\omega/L$, и для фазы ларморовского вращения использовать выражение

$$\varphi(s, t) = \varphi_0 - \omega t + \int ds \frac{\omega - \omega_i(s)}{v_\parallel}.$$

Если распределение ионов по продольной скорости немонотонно, то усреднение (9) по такому распределению приводит к затуханию наведенного тока с удалением от зоны ИЦР. Так, например, в случае гауссовского распределения по продольной скорости

$$f(v_\parallel) = \frac{1}{\pi^{1/2} v_\parallel} \exp\left(-\left(\frac{v_\parallel - v_{\parallel 0}}{v_\parallel}\right)^2\right),$$

где $v_{\parallel 0} \gg v_\parallel$, получаем

$$j \propto \exp\left(-\left(s^2 \frac{m\omega_0 v_\parallel}{4L v_{\parallel 0}^2}\right)^2\right).$$

В экспериментах [1] длина затухания мала по сравнению с расстоянием между зоной ИЦР и датчиком радиального электрического поля.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Псевдоволны “привязаны” к зоне ИЦР, поэтому “сигнал” от этой зоны до датчика должен передаваться другим “переносчиком”. В области частот, превышающих ионную циклотронную, что характерно для магнитного сопла, ими могут быть магнитозвуковые колебания. Согласно изложенным выше представлениям о механизме ИЦР-нагрева азимутальное волновое число колебаний с частотой $\omega = n\omega_0$ должно быть равно номеру гармоники $m = n$. Собственные МЗК плаз-

менного шнура с данным значением m различаются радиальной и аксиальной структурами. В случае плазменного шнура, однородного в продольном направлении, последние характеризуются собственными значениями N_\parallel .

Анализ азимутальной структуры колебаний критичен для излагаемой теории. В [1] такие измерения не проводились: приведены данные лишь об амплитуде колебаний в области, удаленной от зоны ИЦР. Учитывая неполноту экспериментальных данных, рассмотрим упрощенную картину явления. Будем считать, что псевдоволны локализованы в узкой зоне вблизи поверхности ИЦР $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_p(r, \chi) \delta(s - s_R)$, где они и возбуждают МЗК. Неоднородность магнитного поля, в котором распространяются МЗК, не имеет принципиального значения для рассматриваемого механизма распространения сигнала, и мы не будем ее учитывать.

В соответствии с экспериментальными данными [1] считаем, что ионная компонента плазмы состоит из двух частей – основной “холодной” и малой доли ионов, ускоренных при ИЦР-взаимодействии. При этих условиях радиальный профиль собственных МЗК плазменного шнура и соответствующий спектр собственных значений N_\parallel определяются “холодной” компонентой. Для этого используем систему однородных уравнений, характеризующих поперечные компоненты электрического поля

$$\begin{aligned} -N_\parallel^2 E_r - \frac{im}{r^2} \left(\frac{\partial(rE_\chi)}{\partial r} - imE_r \right) &= \\ &= -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (E_r \epsilon_{11} + E_\chi \epsilon_{12}), \\ -N_\parallel^2 E_\chi + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rE_r)}{\partial r} - imE_r \right) \right) &= \\ &= -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (E_r \epsilon_{21} + E_\chi \epsilon_{22}). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_i^2 - \omega^2}$, $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \frac{\omega}{\omega_i}$.

Продольная компонента электрического поля в МЗК мала $E_\parallel/E_\perp \sim m_e/m_i \sim (1/7) \times 10^{-4}$ (аргон) и не учитывается в системе (10).

Анализ системы (10) показывает, что число собственных радиальных мод, отличающихся также и аксиальной структурой, равно их азимутальному волновому числу m ($1 \leq p \leq m$). Число p нумерует собственные радиальные моды. Собственные значения N_\parallel для азимутальных мод с $m = 3-10$ представлены на рис. 1.

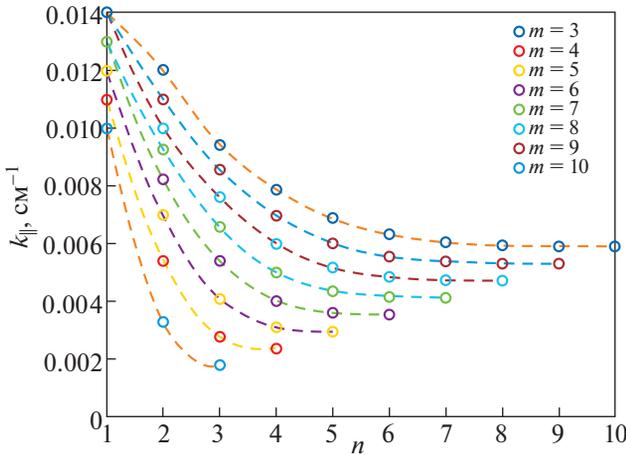


Рис. 1. Собственные значения $k_{\parallel} = N_{\parallel}\omega/c$ для мод $m = 3-10$.

Характерную радиальную зависимость электрического поля собственных МЗК иллюстрирует рис. 2, построенный для моды $m = 5$, $p = 3$.

Расчеты, результаты которых приведены на рис. 1, 2, производились для плазмы с гауссовским распределением плотности $n(r) = n(0)\exp(-r/a)^2$, при $n(0) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $a = 1 \text{ см}$, $\omega_0 = 1.25 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, радиус идеально проводящей стенки принимался равным $r_w = 6 \text{ см}$.

Для нахождения амплитуды собственных колебаний используем уравнение баланса энергии, предполагающее, что работа тока псевдволн затрачивается на создание потока электромагнитной энергии собственных МЗК

$$\frac{dS}{ds} = -\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}^*(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где $S = (c/4\pi)|\mathbf{E}|^2$. Выражение для тока псевдволн было получено выше, см. (9). Квазинейтральность плазмы при наличии псевдволн поддерживается за счет продольных электронных токов. Их вклад в (11) не учитывается ввиду малой величины продольного электрического поля. Предполагается, что МЗК имеют вид волн, убегающих в сторону ослабления магнитного поля. В достаточно слабом магнитном поле они принимают вид геликонов, поглощение которых может быть обусловлено ЭЦР.

В (11) переменные величины представлены в комплексном виде, который более удобен при расчетах. Как и выше, считаем, что система при $r = r_w$ ограничена идеально проводящей стенкой, поэтому поток электромагнитной энергии направлен вдоль оси системы от зоны ИЦР.

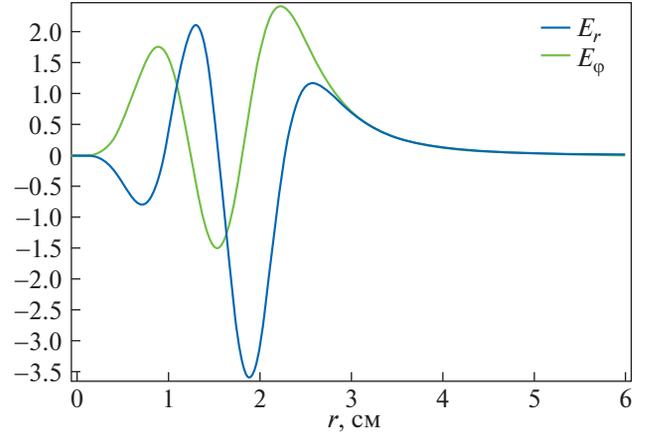


Рис. 2. Радиальная зависимость электрического поля моды $m = 5$, $p = 3$.

Интегрируя (11) по объему, получаем

$$S_0 = -\int r dr d\chi \mathbf{j}_p \cdot \mathbf{E}^*, \quad (12)$$

где S_0 — поток энергии в данной моде.

В системе VASIMR плазма неспокойна. Флуктуации плотности сопоставимы с ее средним значением, поэтому фаза собственных колебаний на пути от зоны ИЦР до области регистрации претерпевает значительные изменения. Будем считать, что флуктуации приводят к равномерному распределению фаз собственных колебаний в интервале $(0, 2\pi)$.

Способ регистрации суммарного сигнала с азимутальным числом m на частоте $\omega = n\omega_0$, ($n = m$) определяет характер его связи с парциальными сигналами, обусловленными отдельными радиальными модами, нумеруемыми числом p . Если результирующий сигнал получен детектированием входящего, то

$$E_{r,\omega}^s = \sum_{1 \leq p \leq m} \langle E_{r,\omega,p} \sigma(E_{r,\omega,p}) \rangle, \quad (13)$$

где $\sigma(E) = (1 + \text{sgn}(E))/2$, скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по случайному ансамблю.

Усредняться может также квадрат сигнала

$$E_{r,\omega}^s = \left(\sum_{1 \leq p \leq m} \langle E_{r,\omega,p}^2 \rangle \right)^{1/2}.$$

Для каждого конкретного значения m сигнал (радиальное электрическое поле) формируется всеми модами, различающимися значениями числа p ($1 \leq p \leq m$), которое характеризует радиальную и аксиальную структуру колебаний. Суммирование полей этих мод по формуле (13) с весами, определяемыми (12), дает результат, приведенный на рис. 3. Значение поля бралось при $r = 2.5 \text{ см}$, где плотность составляет $\sim 2\%$ от плот-

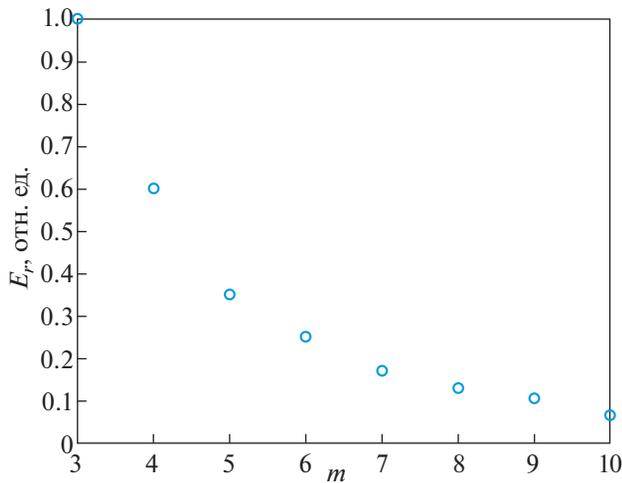


Рис. 3. Зависимость радиальной компоненты электрического поля собственных колебаний от азимутального волнового числа; $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $a = 1 \text{ см}$, $r = 2.5 \text{ см}$, $r_w = 6 \text{ см}$, $\Delta\rho_i/a = 3$.

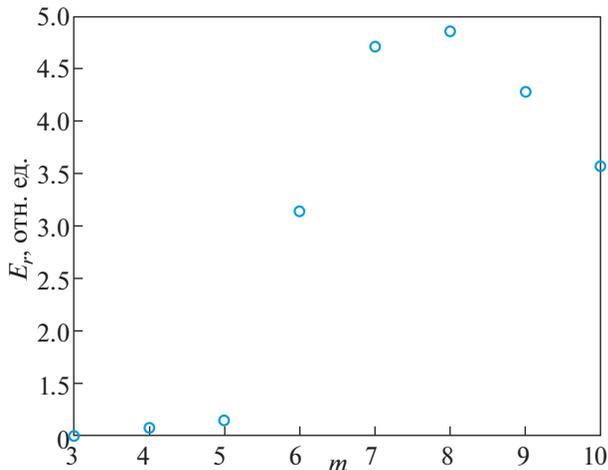


Рис. 4. Зависимость радиальной компоненты электрического поля собственных колебаний от азимутального волнового числа при $r = 3 \text{ см}$. Остальные параметры те же, что указаны в подписи к рис. 3.

ности в центре системы (в [1] электрическое поле измерялось на краю плазменного шнура). Как можно видеть, с номером m величина сигнала уменьшается. Однако на некотором участке изменения радиуса эта зависимость обращается, см. рис. 4, полученный для $r = 3 \text{ см}$. Можно предполагать, что датчик радиального электрического поля в [1] размещался в этой области.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе дается интерпретация ряда особенностей вторичных ВЧ-полей, наблюдавшихся при ИЦР-нагреве потока плазмы в системе VASIMR. Показано, что появление гар-

моник внешнего – первичного ВЧ-поля, используемого для ИЦР-нагрева, является следствием режима “сильного” нагрева, при котором приращение энергии ларморовского вращения существенно превосходит ее начальное значение. В этом случае распределение ионов на ларморовских окружностях становится неравномерным – ионы стягиваются к фазе, обеспечивающей максимальное ускорение – происходит образование псевдоволн, частоты которых кратны частоте первичного ВЧ-поля. Квазинейтральность псевдоволн поддерживается продольными электронными токами.

Псевдоволны “привязаны” к зоне ИЦР, однако они могут возбуждать собственные колебания плазмы, которые способны распространяться на значительные расстояния. Этим можно объяснить появление ВЧ-полей в области, удаленной от резонансной зоны. “Переносчиком” сигнала могут служить магнитозвуковые колебания, для которых плазма в системе VASIMR является прозрачной средой. В пользу этого предположения свидетельствует, в частности, крайне малая величина вторичного поля с частотой $\omega = \omega_0$ [1, 2]. Действительно, МЗК с такой частотой имеют правую – электронную поляризацию электрического вектора, и поэтому не могут эффективно взаимодействовать с ионными псевдоволнами, возбуждаемыми при ИЦР-нагреве.

Электрическое поле собственных магнитозвуковых колебаний зависит от радиуса. Это свойство присуще и суммарному полю на частоте $\omega = n\omega_0$, которое определяется дискретным числом собственных радиальных мод. Анализ показал, что в зависимости от значения радиуса суммарное поле может как возрастать с номером n , так и спадать. Хотя вторая область имеет больший размер, не исключено попадание датчика радиального электрического поля в первую, что, по-видимому, происходило в экспериментах [1].

Авторы благодарны В.А. Жильцову, обратившему их внимание на проблему, рассматриваемую в настоящей работе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-29-21002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Olsen C.S. Space Physics Seminar at the University of Houston at Clear Lake. April 18, 2013, Bayou 1218; Dissertation Ph.D., University of Houston, 2013.
2. Giambusso M., Carter M.D., Chang Diaz F.R., McCaskill G., Squire J.P., Bering E.A. AIAA Propulsion and Energy Forum. Cincinnati, Ohio. 2018. Joint Propulsion Conference; Dissertation Ph. D., University of Houston, 2018.
3. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2009.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

УДК 533.951.15

МНОГОМОДОВЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ СВЧ-РАЗРЯДА В ОТКРЫТОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

© 2022 г. С. Г. Асанина^{а, *}, М. А. Корнеева^{б, **}

^а ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^б Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*e-mail: asanina.sofia@gmail.com

**e-mail: korneevama@mail.ru

Поступила в редакцию 04.06.2021 г.

После доработки 26.07.2021 г.

Принята к публикации 26.08.2021 г.

Большинство параметров СВЧ-устройств, работающих на основе электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР), определяются характеристиками создаваемой плазмы. Применение для поддержания разряда хорошо изученных одномодовых резонаторов во многих случаях оказывается недостаточно эффективным, т.к. условие одномодовости налагает жесткие ограничения на максимальные линейные размеры используемого резонатора при заданной частоте СВЧ-волн. Из-за этого в последние годы активно изучаются особенности поддержания разрядов при одновременном возбуждении нескольких мод колебаний. В данной работе исследуется СВЧ-разряд (2.45 ГГц) в многомодовом резонаторе, помещенном в зеркальную магнитную ловушку пробочного типа, в которой генерируется сильно неравновесная анизотропная низкотемпературная плазма. Показано, что структура электромагнитного поля в резонаторе изменяется с ростом давления плазмообразующего газа, что сопровождается изменением концентрации и температуры электронов.

Ключевые слова: ЭЦР-разряд, открытая магнитная ловушка, оптическая эмиссионная спектроскопия, зонд Ленгмюра, критическая концентрация, трансформация волн

DOI: 10.31857/S0367292122020032

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование механизма ЭЦР позволяет получить плотную плазму с высокой степенью ионизации при низком давлении, обеспечивая при этом высокий коэффициент передачи СВЧ-энергии в рабочий объем. ЭЦР-разряды возбуждаются и поддерживаются без использования внутренних электродов, а потому находят широкое применение в различных технологиях плазменной обработки материалов [1–4] и источниках ионов [5, 6]. Поскольку максимальный энерговклад обеспечивается электродинамикой выбранного типа колебаний, необходимо точное понимание структуры образующихся в СВЧ-резонаторе электромагнитных полей, которая определяется, в первую очередь, линейными размерами резонатора. В некоторых случаях конструкции резонаторов позволяют реализовать одновременное возбуждение нескольких мод колебаний [5, 7]. Возникновение плазмы приводит к изменению электромагнитных свойств резонатора, что может проявляться в сдвиге резонансной частоты, исчезновении некоторых мод, присутствующих в ненагруженном резонаторе, или, наоборот,

появлении мод, существующих исключительно при наличии плазмы [8]. Кроме того, на параметры разряда существенно влияет давление плазмообразующего газа: при реализации режима с закритическим значением плотности электронов, который активно исследуется в рамках задач по повышению плотности выходного тока источников ионов [9], может происходить отсечка падающей волны и изменение механизма нагрева плазмы.

В исследуемом разряде в зеркальной магнитной ловушке пробочного типа генерируется сильно неравновесная анизотропная низкотемпературная плазма [10]. Линейные размеры резонатора предполагают в ненагруженном состоянии возможность появления двух мод: E_{010} и H_{111} . Наличие градиента плотности и неоднородного магнитного поля делают распространение СВЧ-волны и поглощение ее энергии в разрядах такого типа непредсказуемым. При этом взаимодействие падающей волны с плазмой главным образом определяется концентрацией электронов в разряде.

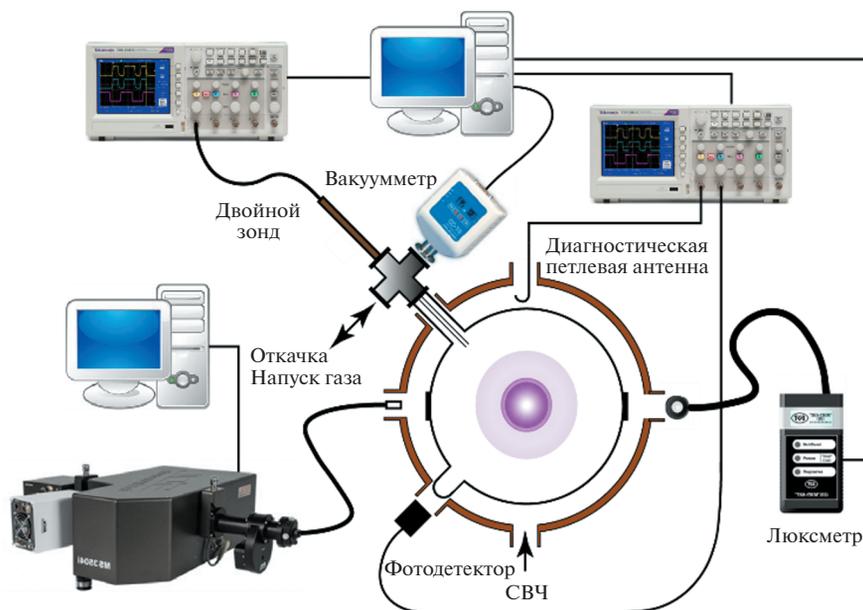


Рис. 1. Экспериментальная установка и системы диагностики.

При концентрациях электронов ниже критических основным механизмом передачи энергии СВЧ-волны к электронам разряда исследуемой конфигурации будет ЭЦР. Размер и положение области ЭЦР при фиксированном значении частоты падающей СВЧ-волны определяется распределением магнитного поля. В силу конструкции резонатора подводимая СВЧ-волна распространяется поперек магнитного поля и, соответственно, может быть классифицирована по типу поляризации. Если вектор электрического поля падающей волны будет перпендикулярен линиям магнитной индукции ($\vec{E} \perp \vec{B}$), волна называется необыкновенной. Данному условию в исследуемом резонаторе удовлетворяет мода H_{111} . Если линии напряженности электрического поля параллельны линиям магнитного поля ($\vec{E} \parallel \vec{B}$), что соответствует моде E_{010} , то волна будет обыкновенной. В силу своей поляризации необыкновенная волна может взаимодействовать лишь с поперечной компонентой импульса электронов, а обыкновенная – с продольной.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ

Экспериментальная установка (рис. 1) представляет собой осесимметричную систему, в которой цилиндрический резонатор высотой 8.5 см и радиусом 6.5 см помещен в магнитное поле классического пробкотрона. Плазма формируется в кварцевой колбе, установленной в резонаторе соосно. Резонатор возбуждается в импульсном режиме на частоте 2.45 ГГц от магнетронного ге-

нератора посредством дифракционной связи. СВЧ-мощность подводится через прямоугольный одномодовый (H_{10}) волновод, соединенный с боковой стенкой резонатора через вертикальное щелевое отверстие связи, что обеспечивает распространение подводимой СВЧ-волны линейной поляризации поперек линий магнитного поля. Используемые в экспериментах длительность импульса 2 мс и период 10 мс являются достаточными для восстановления электрической прочности разрядного промежутка за время паузы [11, 12]. СВЧ-тракт снабжен направленным ответвителем и циркулятором с детекторными головками с квадратичными детекторами для мониторинга подводимой и отраженной мощности. Стационарное магнитное поле пробочной конфигурации создается постоянными магнитами ($SmCo_6$) с системой магнитного замыкания. Условиям ЭЦР соответствует поле 875 Гс, при этом величина магнитной индукции в геометрическом центре ловушки изменяется в пределах 660–1050 Гс. ЭЦР-поверхности при этом либо принимают форму двухполосного гиперboloида и смещаются к пробкам ловушки, либо в форме параболоидов двигаются к боковой поверхности СВЧ-резонатора. Пробочное отношение в пределах кварцевой колбы изменялось в диапазоне $R = 1.24–1.41$. Система откачки состоит из двух форвакуумных и одного диффузионного насоса и позволяет поддерживать фоновое давление не хуже 1×10^{-5} Торр. Плазмообразующий газ – аргон.

Экспериментальный стенд оснащен приборами для применения следующих типов диагностики – оптической эмиссионной спектроско-

Таблица 1. Резонансные частоты в диапазоне до 3 ГГц

	Мода	Частота, ГГц
1	E_{010}	1.7675
2	H_{111}	2.2237
3	E_{011}	2.4977
4	E_{110}	2.8148
5	H_{211}	2.8552

пии: монохроматор-спектрограф MS3504i; интегральных измерений светового потока: люксметр ТКА-ПКМ С051 (380–760 нм, погрешность $\pm 8.0\%$); зондовой диагностики по методу двойного зонда Ленгмюра: молибденовая проволока диаметром 0.4 мм, длина открытой поверхности – 3.5 мм, расстояние между зондами – 1.6 мм [12]. Световод монохроматора и детекторы интегрального светового потока пристыковываются к вакуумно-плотным окнам с увиолевыми стеклами и регистрируют излучение в направлении, перпендикулярном боковой поверхности резонатора с расстояния 5 см соответственно.

В боковой стенке резонатора на глубину ~ 0.5 см введена диагностическая петлевая антенна. При проведении экспериментов плоскость петли устанавливается либо перпендикулярно линиям магнитной индукции мод типа E, либо мод H-типа. Линейные размеры резонатора, используемого для генерации плазмы, предполагают в ненагруженном режиме существование только двух мод E_{010} и H_{111} (табл. 1). Как показано в [8], при генерации плазмы резонансная частота мод может смещаться. Поскольку резонансная частота следующих после H_{111} мод (особенно E_{011}) близка рабочей частоте магнетрона, нельзя исключать возможность их возникновения. Таким образом, в резонаторе при поддержании разряда возможно существование как мод H-типа, так и E-типа. Для однозначного определения типа мод, существующих в резонаторе при наличии разряда, требуются дополнительные измерения.

Таблица 2. Параметры микроволнового разряда в различных диапазонах давления: P – давление, T_e – температура электронов, n_e – концентрация электронов, ν_{ee} – частота электрон-электронных столкновений, ν_{ea} – частота электрон-нейтральных столкновений, l_e – длина свободного пробега электрона, E – освещенность, генерируемая разрядом, P – поглощенная мощность

P , Торр	T_e , эВ	n_e , см^{-3}	ν_{ee} , с^{-1}	ν_{ea} , с^{-1}	l_e , см	E , лк	P , %
$8 \times 10^{-5} - 4 \times 10^{-4}$	~ 20 эВ	–	–	–	–	нет сигнала	80
$4 \times 10^{-4} - 1 \times 10^{-3}$	5 эВ	1×10^{10}	4×10^4	$2.4 - 5 \times 10^6$	83–33	<8 лк	65
$1 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-3}$	5 эВ	5×10^{10}	1.8×10^5	$1 - 2.5 \times 10^7$	33–7	15 лк	80
$5 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-1}$	2 эВ	3×10^{11}	3×10^6	$6.5 \times 10^6 - 1 \times 10^8$	19–1	400 лк	90

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведенные ранее [10] исследования позволили выделить несколько характерных режимов генерации разряда в зависимости от давления плазмообразующего газа, которые отличаются световым потоком, спектральным составом излучения, температурой и концентрацией электронов. Основные характеристики данных режимов представлены в табл. 2.

Выделенные ранее режимы хорошо прослеживаются на сигнале с диагностической петлевой антенны (рис. 2, диапазоны давлений, соответствующие табл. 2 выделены пунктиром). При фоновом давлении в отсутствие разряда антенна регистрирует сигнал, соответствующий моде H_{111} . При повороте петли в перпендикулярное положение, соответствующее моде типа E, сигнал на антенне полностью отсутствует. При изменении давления в широком диапазоне значений, наблюдаются существенные изменения в сигнале петлевой антенны как в положении, соответствующем сигналу мод типа H, так и при регистрации в строго перпендикулярном положении, соответствующем мод типа E. Таким образом, появление плазмы изменяет электромагнитные свойства резонатора и в широком диапазоне давлений картина электромагнитного поля на рабочей частоте не сохраняется.

Первоначальный пробой газа происходит на давлении $\sim 8 \times 10^{-5}$ Торр. Пробой фиксируется визуально, но в регистрируемых параметрах разряда (падающей и отраженной мощности, сигнала с антенны) изменений не происходит. Яркости разряда при этом недостаточно для получения сигнала на люксметре или фотодиоде. Измерение температуры и концентрации электронов по методу двойного зонда так же затруднено низким уровнем сигнала. Как было показано в [10], в спектре разряда в данном диапазоне давлений преобладают линии ионной компоненты. Грубая оценка по интенсивностям ионных линий 488.0 и 476.5 нм [13] дает температуру электронов ~ 20 эВ, что соответствует длине свободного пробега электрона на порядок большей линейных размеров резонатора. Стабильный уровень сигнала на

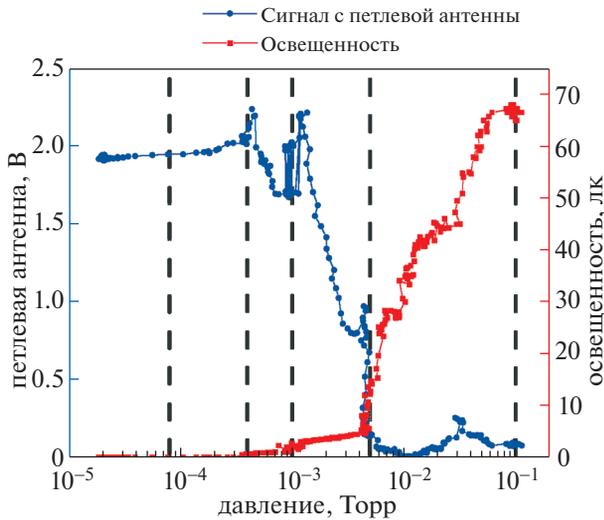


Рис. 2. Освещенность и сигнал петлевой антенны характерный для мод типа Н от давления плазмообразующего газа.

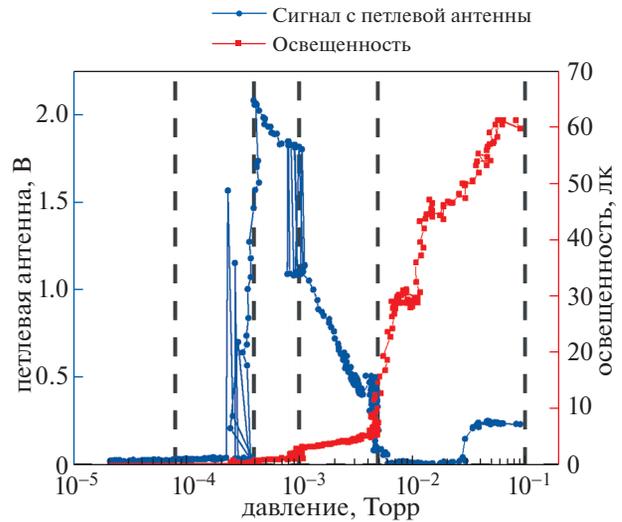


Рис. 3. Освещенность и сигнал петлевой антенны характерный для мод типа Е от давления плазмообразующего газа.

антенне для моды H_{111} (рис. 2), полное отсутствие сигнала, характерного для моды типа Е (рис. 3), высокая температура электронов и большая длина свободного пробега свидетельствует о реализации классического ЭЦР-разряда.

На давлении 2×10^{-4} Торр возникает сигнал, характерный для моды Е-типа и быстро достигает уровня сигнала моды H_{111} . В данном диапазоне давлений визуально наблюдается мерцание разряда, которое хорошо отображено на сигнале петлевой антенны (на сигнале люксметра данный эффект не проявляется из-за усреднения сигнала по множеству импульсов). При достижении давления 4×10^{-4} Торр, происходит резкое, скачкообразное возрастание светового потока. При этом уменьшается температура электронов – при появлении второй моды температура электронов снижается до 5 эВ.

На давлении 1×10^{-3} Торр сигнал, соответствующий моде типа Е снижается, а характерный для мод Н-типа, вновь начинает преобладать, что сопровождается ростом концентрации электронов до $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

После достижения давления 5×10^{-3} Торр сигнал с антенны пропадает, что согласуется с полученным ранее закритическим значением концентрации электронов ($7.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$) для рабочей частоты магнетрона [10]. На давлении 3×10^{-2} Торр на петлевой антенне вновь регистрируется сигнал, характерный для моды типа Е и Н, но он в 8 раз меньше, чем регистрируемый на низких давлениях. Температура электронов при давлении больше 5×10^{-3} Торр снижается до 2 эВ, а в

спектре разряда ионные линии становятся не различимы на уровне шума.

Для оценки влияния расположения ЭЦР-поверхностей на поддержание разряда были проведены исследования влияния изменения индукции магнитного поля на генерируемую разрядом освещенность в широком диапазоне значений в центре резонатора: от 660 до 1000 Гс (рис. 4). Видно, что на давлении $< 5 \times 10^{-3}$ Торр при минимальной величине магнитного поля в отсутствие ЭЦР-поверхностей внутри кварцевой колбы, разряд не поддерживается, что подтверждает реализацию в нижнем диапазоне давлений механизма ЭЦР.

При достижении концентрации электронов, критической для обыкновенной волны, на давлении 5×10^{-3} Торр и до давления 2×10^{-2} Торр расположение ЭЦР-поверхностей перестает влиять на величину генерируемой разрядом освещенности. Даже при минимальном значении индукции магнитного поля 660 Гс, при котором внутри кварцевой колбы отсутствуют ЭЦР-поверхности, значение освещенности не отличается от сигнала при резонансном значении магнитного поля (875 Гс). При этом не меняется и процент поглощенной мощности. Учитывая отсутствие влияния магнитного поля на характеристики разряда на давлении от 5×10^{-3} Торр до 2×10^{-2} Торр, низкую температуру электронов, а также близость частот электрон-электронных и электрон-нейтральных столкновений, можно сделать вывод, что в данном диапазоне давлений механизм ЭЦР не является основным способом нагрева, а происходит линейная трансформация падающих

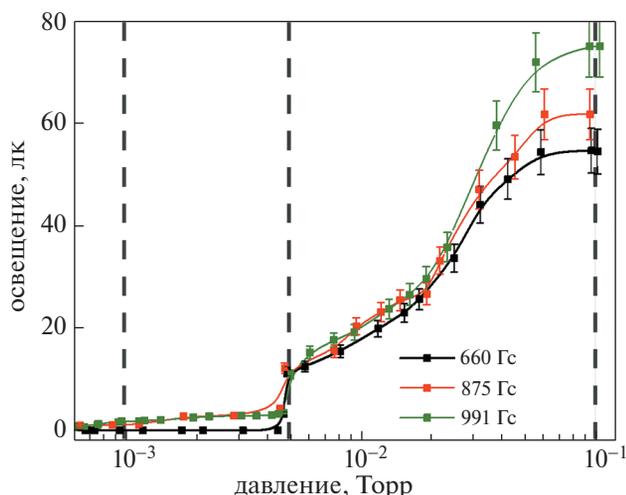


Рис. 4. Зависимость освещенности, генерируемой плазмой разряда, от давления плазмообразующего газа при различных значениях магнитной индукции в центре ловушки.

извне СВЧ-волн в плазменные, которые затем поглощаются [14].

При давлении $>2 \times 10^{-2}$ Торр расположение ЭЦР-поверхностей вновь начинает оказывать влияние на изменение светового потока. Разница в величине освещенности в случае отсутствия ЭЦР-поверхностей внутри области поддержания разряда и их наличием составляет ~15%. При этом на петлевой антенне отчетливо фиксируется сигнал, характерный для мод типа Е и Н. Регистрируемое влияние магнитного поля на параметры разряда позволяет предположить, что изменение в генерируемом световом потоке связано с резонансным характером взаимодействия данной волны с плазмой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование многомодового резонатора для поддержания ЭЦР-разряда приводит к нелинейному изменению параметров плазмы от давления плазмообразующего газа. На низких давлениях в резонаторе регистрируется мода H_{111} и поддерживается классический режим ЭЦР. При возникновении дополнительной моды, имеющей компоненту электрического поля, направленную параллельно линиям магнитной индукции, освещенность, генерируемая разрядом, скачкообразно изменяется, а температура электронов и процент поглощенной мощности снижаются. При достижении критического значения concentra-

ции электронов на давлении 5×10^{-3} Торр электромагнитная волна перестает проникать в плазму, но тем не менее на давлении $>2 \times 10^{-2}$ Торр вновь фиксируется электромагнитное поле падающей СВЧ-волны, а параметры разряда начинают реагировать на перестройку магнитного поля.

Таким образом, при генерации плазмы в многомодовом резонаторе, помещенном в зеркальную магнитную ловушку пробочного типа, существуют характерные значения давления, на которых параметры разряда изменяются резко, и диапазоны давлений, для которых характерно плавное изменение параметров разряда, что необходимо учитывать при разработке СВЧ-устройств, работающих на основе электронно-циклотронного резонанса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
2. Ferreira C.M., Moisan M. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. Boston: Springer, 1993. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1130-8>
3. Достанко А.П., Бордусов С.В. // Физическая инженерия поверхности. 2003. № 1. С. 7–18.
4. Диденко А.Н., Прокопенко А.В., Смирнов К.Д. // Изв. РАН. Энергетика. 2012. № 3. С. 144.
5. Geller R. Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas. Philadelphia, Inst. Phys., 1996. <https://doi.org/10.1201/9780203758663>
6. Скальга В.А., Голубев С.В., Изотов И.В., Ланин Р.Л., Разин С.В., Сидоров А.В., Шапошников Р.А. // Прикладная физика. 2019. № 1. С. 17–24.
7. Блинов Л.М., Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Герасименко А.П. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 12. С. 26.
8. Celonaa L., Gammino S., Maimone F., Mascali D., Gambino N., Miracoli R., Ciavola G. The European Physical Journal D. 2011. № 61. P. 107–115. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00244-y>
9. Castro G., Mascali D., Gammino S., Torrisi G., Romano F.P., Celona L., Altana C., Caliri C., Gambino N., Neri L., Sorbello G., Lanaia D., Miracoli R. // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. P. 055019. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa61c4>
10. Андреев В.В., Волдинер И.А., Корнеева М.А. // Физика плазмы и плазменные методы. 2016. № 2. С. 42.
11. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
12. Андреев В.В., Василеска И., Каряка В.И., Корнеева М.А. // Прикладная физика. 2018. № 5.
13. Latimer I.D., John R.M. // Physical Review. 1970. V. 6. P. 1612–1615.
14. Голант В.Е., Пилия А.Д. // УФН. 1971. Т 104. С. 413–457.

ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ НА ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕКТРОДАХ УСТАНОВКИ АНГАРА-5-1*

© 2022 г. В. В. Александров^а, Е. В. Грабовский^а, Я. Н. Лаухин^а, К. Н. Митрофанов^а,
Г. М. Олейник^{а, *}, Е. И. Предкова^а, О. Б. Решетняк^а, С. И. Ткаченко^{а, b, c}, И. Н. Фролов^а

^а ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Троицк, Москва, Россия

^б Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

^с Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: oleinik@triniti.ru

Поступила в редакцию 15.06.2021 г.

После доработки 23.09.2021 г.

Принята к публикации 25.09.2021 г.

На установке Ангара-5-1 проведены эксперименты для изучения влияния импульсных сверхсильных токов и мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на образование плазмы на поверхности токонесущих электродов. Линейная плотность тока составляла около 1 МА/см, плотность потока мощности МРИ достигала ~ 0.8 ТВт/см² в спектральной области излучения 50–500 эВ. Время нарастания тока до максимума – ~ 100 нс. Показано, что в условиях наших нагрузок ионизованные пары, формирующиеся при абляции материала с поверхности электродов, движутся симметрично к середине межэлектродного промежутка со скоростью до 90–95 км/с. Было получено, что воздействие импульсных сверхсильных токов и МРИ на плазмообразование на металлических электродах со слоем органического вещества приводит к более раннему образованию плазмы из органического вещества и, соответственно, к более быстрому (с более высокими скоростями) заполнению межэлектродного промежутка этой плазмой. При интенсивном облучении мягким рентгеновским излучением плазма с электродов расширяется со скоростью до 150 км/с.

Ключевые слова: плазма, плазмообразование, сверхсильные магнитные поля, абляция плазмы с электродов, мягкое рентгеновское излучение, гетерофазная система

DOI: 10.31857/S0367292122020019

1. ВВЕДЕНИЕ

На установках по исследованию сильноточных Z-пинчей энергия передается на нагрузку по вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией. Линейная плотность тока, протекающего по электроду, может достигать 10 МА/см. Воздействие импульсных сверхсильных токов и МРИ на токонесущие электроды может привести к образованию плазменных потоков, распространяющихся с различными скоростями. Эффективность такой линии в значительной мере зависит от параметров возникающего на электродах плазменного слоя. Образование плазменного слоя может приводить к ионным и электронным утечкам тока поперек межэлектродного зазора.

Детальное исследование процессов, происходящих при протекании тока с высокой линейной плотностью по электродам из нержавеющей стали, представлено в различных работах [1–6]. Особый интерес представляет изучение перемыкания зазора редкой плазмой [7–9]. В работе [10] ис-

следовался взрыв поверхности токонесущих электродов. В работах [7–10] исследовалось поведение электродов, изготовленных из тяжелых металлов. В [11] также отмечено, что можно работать с гетерофазной системой – покрыть электрод тонким слоем диэлектрика.

Цель нашей работы состояла в изучении процессов образования плазмы на поверхности электродов из нержавеющей стали вблизи излучающего Z-пинча на установке Ангара-5-1.

Показано, что в нашем случае процесс образования плазмы в большей степени обусловлен облучением электродов МРИ, чем воздействием импульсных сверхсильных токов.

Представлены результаты исследования воздействия импульсных сверхсильных токов и МРИ на плазмообразование в двухкомпонентных системах. Для этого на поверхность электродов из нержавеющей стали была нанесена тонкая пленка (несколько микрон) из цапон-лака. Наличие тонких пленок, состоящих из органических ве-

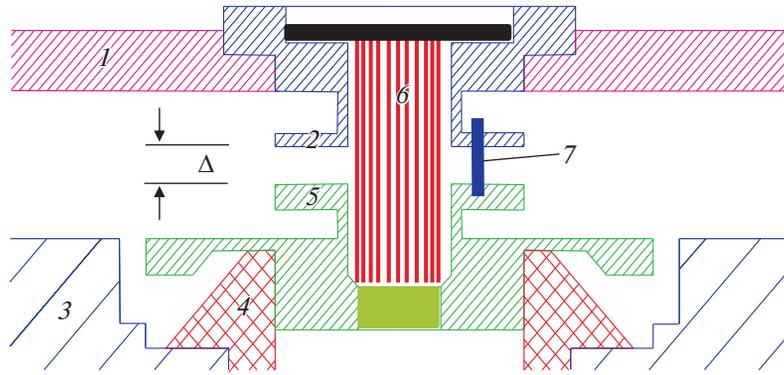


Рис. 1. Схема размещения проволочной сборки и исследуемых электродов. Цифрами обозначены следующие узлы: 1 – анод установки; 2 – сменный исследуемый анодный электрод; 3 – катод установки; 4 – предимпульсный разрядник; 5 – сменный исследуемый катодный электрод; 6 – проволочная сборка диаметром 8 мм; 7 – расположение изображения входной щели ЭОПа; регистрация излучения ЭОПом производилась в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка.

ществ (например, слой вакуумного масла, пары которого поступают в экспериментальную камеру при работе диффузионных насосов), приводит к более раннему образованию плазмы: еще до возникновения мощного импульса МРИ.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на восьмимодульной установке Ангара-5-1 [12]. Источником мягкого рентгеновского излучения (МРИ) являлся Z-пинч, образованный при токовом сжатии проволочной сборки. Расположение электродов и проволочной сборки, формирующей Z-пинч при токовом сжатии, представлено на рис. 1.

В экспериментах использовались сборки со следующими параметрами: высота проволочной сборки – 16 мм, диаметр – 8 мм; число проволок в сборке 30–60; диаметр проволок 6–7 мкм; материал, из которого изготовлены проволоки – вольфрам. Для размещения такой проволочной сборки в исследуемых частях анода и катода имелись симметричные полости, диаметр полостей равнялся 10 мм. Расстояние между проволочной сборкой и исследуемыми электродами составляло 1 мм; зазор Δ между анодом и катодом изменялся в разных экспериментах от 2 до 5 мм. Последовательно с проволочной сборкой устанавливался предимпульсный разрядник [13] для предотвращения влияния предимпульса установки на плазмообразование.

Плотность потока мощности МРИ на минимальном радиусе 5 мм для цилиндрической поверхности электродов достигала 0.8 ТВт/см^2 , для радиальной поверхности электродов – 0.2 ТВт/см^2 .

Максимальная линейная плотность тока там же составляла около $\sim 1 \text{ МА/см}$, время его нарастания до максимума – около 100 нс.

2.1. Диагностические методы

В опытах использовался следующий набор диагностических методик:

1. Полный ток, протекающий через лайнерную нагрузку, регистрировался с помощью 8-ми магнитных зондов, расположенных на радиусе 55 мм от оси лайнера.

2. Набор из 4-х вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за разными фильтрами был размещен на расстоянии 3.5 м от проволочной сборки в радиальном направлении и позволял оценивать мощность излучения Z-пинча [14]. Временное разрешение составляло 0.7 нс. Спектральный диапазон и чувствительность для каждого канала системы регистрации зависят от спектральной чувствительности фотокатода ВРД и спектрального пропускания выбранных фильтров. Зависимости коэффициентов поглощения от энергии квантов взяты из [15], а квантовые эффективности используемых катодов – из [16]. Эти данные сравнивались с базами данных Sandia Laboratories и Ecole Polytechnique. Совпадение было хорошим. Эти данные соответствовали также и полной энергии МРИ, зарегистрированной термопарным калориметром. Было показано, что вклад потоков плазмы в показания термопарного калориметра незначителен.

На основе этих данных была получена оценка плотности потока мощности МРИ в месте расположения ВРД и, в предположении точечного (на расстоянии 3.5 м) и сферически симметричного источника МРИ, полной мощности P , излучаемой сквозь небольшой зазор Δ между электрода-

ми 2 и 5, изображенными на рис. 1. Хотя плазма, сгенерированная проволочным лайнером неустойчива, и яркость ее излучения неоднородна по высоте, тем не менее, по опыту предыдущей работы, можно считать пинч (на радиусе $r = 5$ мм) линейным однородным источником МРИ. Вся видимая детектором мощность P излучается через цилиндрическую поверхность площадью $(2 \cdot \pi \cdot r \cdot \Delta)$, поэтому грубая оценка средней плотности потока мощности на этой поверхности будет $P/(2\pi r \Delta)$. Можно провести более аккуратную оценку плотности потока мощности МРИ для разных частей поверхности электрода 2: для плоской, самой нижней на рис. 1, и для цилиндрической в том месте, где они переходят друг в друга на радиусе $r = 5$ мм. Разумную оценку этих величин можно сделать, предполагая пинч бесконечно тонким линейным источником с мощностью излучения на единицу длины P/Δ , и учитывая конечную длину пинча, косинус падения излучения на поверхность и видимую с поверхности электрода часть пинча. Для цилиндрической поверхности электрода в том месте, где она переходит в плоскую на радиусе $r = 5$ мм оценка плотности потока мощности составит $0.82P/(2\pi r \Delta)$. Для плоской поверхности электрода в том месте, где она переходит в цилиндрическую на радиусе $r = 5$ мм оценка плотности потока мощности составит $0.28P/(2\pi r \Delta)$. При зазоре между электродами $\Delta = 2$ мм эти оценки составят соответственно $0.84P/(2\pi r \Delta)$ и $0.26P/(2\pi r \Delta)$. Такой алгоритм оценки плотности потока мощности на минимальном радиусе $r = 5$ мм исследуемых электродов использовался для всех опытов в этой работе.

3. Образование плазмы на поверхности электродов регистрировалось по появлению собственного свечения в МРИ на поверхности электродов и межэлектродного зазора. Изображения получены с наносекундным разрешением с помощью 4-х кадрового рентгеновского оптического преобразователя (РЭОП), разработанного для регистрации импульсных источников излучения наносекундного диапазона длительностей. Основа РЭОПа – 4-х кадровая рентгеновская камера на основе секционированной микроканальной пластины (МКП) усилителя яркости изображений. Четыре изображения исследуемого объекта в рентгеновском излучении создавались на четырех секциях открытого фотокатода МКП с помощью четырех камер-обскур. Включение электронного усиления каждой секций МКП осуществлялось подачей импульсного высоковольтного питания в требуемые моменты времени. Длительность экспозиции кадра составляла 3 нс. Область спектральной чувствительности камеры лежит в диапазоне от 100 эВ до нескольких тысяч эВ с максимумом в районе 200 эВ. Пространственное разрешение методики составляло 85–100 мкм на объекте для рентгеновских кван-

тов в диапазоне энергий 250–600 эВ. Ось РЭОПа располагалась перпендикулярно оси лайнера.

4. Для получения интегральных по времени изображений использовалась рентгеновская камера-обкура, которая обеспечивала пространственное разрешение по объекту 30 мкм для квантов с энергией 700 эВ. Малое входное отверстие в камере не позволяло фиксировать детали изображения в квантах менее 60 эВ. Изображение регистрировалось на фотопластинку типа ВР-П с решающей способностью 1730 штр/мм.

5. Электронно-оптический преобразователь (ЭОП) СФЭР–2 [17] в режиме щелевой развертки использовался для регистрации свечения в видимом диапазоне спектра. Временное разрешение составляло 0.3 нс. Пространственное разрешение по объекту составляло менее 80 мкм, а глубина резкости в области объекта составляла ± 23 мм в радиальном направлении. Прибор настраивался так, чтобы в щель прибора попадал свет из узкой области (90 мкм) на радиусе 7 мм от оси.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Эксперименты с зазором между электродами 5 мм

На рис. 2 представлены три последовательные фотографии исследуемых электродов из нержавеющей стали в процессе протекания по ним тока и облучения МРИ; изображения получены с помощью РЭОПа. Зазор между анодом и катодом составлял 5 мм. Время между кадрами составляет 10 нс. (Временная синхронизация этих кадров с током и МРИ представлена на рис. 3.) На каждом кадре, показанном на рис. 2 в том же масштабе с пространственной привязкой изображены в виде угловых профилей: сверху – нижняя часть исследуемого анодного электрода, снизу – верхняя часть исследуемого катодного электрода.

Известно, что магнитные поля на поверхности металла < 1 МГс не приводят к образованию плазмы [19]. В нашем случае здесь и далее появление плазмы на поверхности электродов в большей степени объясняется облучением электродов интенсивным МРИ.

На рис. 3 представлены зависимости от времени тока через разряд и мощности МРИ, тремя стрелками показаны моменты времени, соответствующие трем кадрам, представленным на рис. 2. Амплитуда тока составляет около 2 МА, он нарастает до максимума за ~ 95 нс; максимальная линейная плотность тока составила 0.63 МА/см; максимальная магнитная индукция на поверхности электродов составила 0.8 МГс.

Зарегистрированная мощность P в этом выстреле составила около 1 ТВт; в соответствии с оценкой плотность потока мощности МРИ на радиусе 5 мм для цилиндрической поверхности

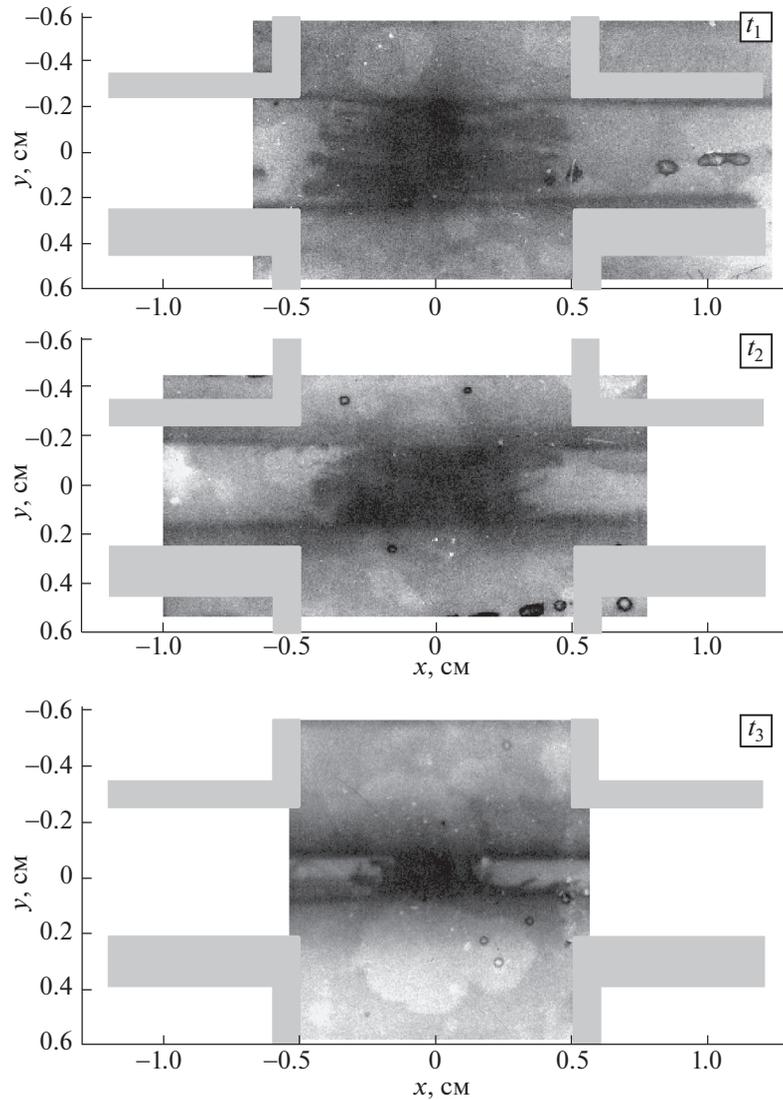


Рис. 2. Три последовательные фотографии исследуемых электродов, полученные с помощью РЭОПа в процессе протекания по ним тока и облучения МРИ. Времена между кадрами 10 нс. Моменты времени (t_1 , t_2 , t_3) указаны стрелками на рис. 3. Угловые профили сверху – нижняя часть анода, снизу – верхняя часть катода.

электродов достигала 0.5 ТВт/см^2 , для плоской поверхности электродов – 0.2 ТВт/см^2 (см. пункт 2 раздела 1.1).

Первый кадр из представленных изображений получен на фронте нарастания импульса МРИ. На изображении отчетливо виден сжимающийся лайнер, рассеянный горизонтальными полосами, по которым происходит прорыв магнитного потока в центральную область лайнера [18].

Отчетливо также видно свечение плазмы на поверхности электродов. Нанесенные на рисунок контуры исследуемых электродов изображены в том же масштабе, что и изображение пинча. Как видно, изображения светящихся электродов и контуры этих деталей совпадают. Это означает, что на момент получения этого кадра плазма, ре-

гистрируемая по свечению в рентгеновском диапазоне, не успела значительно удалиться от электродов.

Второй кадр из представленных изображений получен после достижения максимума импульса МРИ. Как видно, области свечения плазмы, образованной на анодных и катодных электродах, переместились ближе к центральной области межэлектродного пространства. Тот факт, что области ярко светящейся плазмы оторвались от электродов, может свидетельствовать о том, что ток, в основном, течет по этой плазме и проводимость этой плазмы достаточна для заметного скинирования тока. В результате тепловыделение от протекающего тока сосредоточено на внешней поверхности плазменного слоя, что и видно на

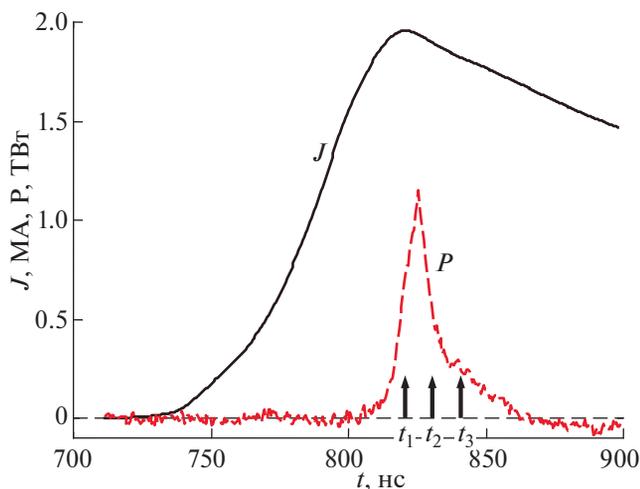


Рис. 3. Временные зависимости полного разрядного тока J и мощности МРИ (P). Внизу стрелками (\uparrow) условно показаны три момента времени (t_1, t_2, t_3), соответствующие трем кадрам, представленным на рис. 2. Приведенная мощность МРИ соответствует излучению видимой детектором части пинча (5 мм).

полученном изображении. В соответствии с оценкой средняя скорость движения плазменного слоя между первым и вторым кадром составляет 90 км/с.

Третий кадр получен через 15 нс после максимума импульса МРИ. Как видно, области свечения плазмы, образованной на анодных и катодных электродах, переместились еще ближе к центральной области межэлектродного пространства. В соответствии с оценкой средняя скорость движения плазменного слоя между вторым и третьим кадром составляет 95 км/с.

Судя по изображениям, представленным на рис. 2 в моменты времени t_2 и t_3 , можно отметить, что МРИ пинча полностью поглощается в приэлектродной плазме. Почему же, тем не менее, МРИ доходит до поверхности электродов, производя плазму при взаимодействии с ними? На рис. 4 условно изображены сжимающийся пинч и электроды, покрытые плазмой. Излучению пинча, чтобы достичь поверхности электродов, надо пройти по плазме расстояние X_0 (в нашем случае для момента t_3 , $X_0 \sim 0.2$ см), а чтобы попасть в регистратор (РЭОП), надо пройти по плазме расстояние X_1 (в нашем случае для момента t_3 , $X_1 \sim 1.2$ см).

Чтобы оценить коэффициент прохождения МРИ по плазме надо знать распределение ее плотности. Грубую оценку коэффициента прохождения МРИ можно получить, используя зависимости коэффициентов поглощения от энергии квантов [15] и предполагая распределение плотности плазмы однородным. На рис. 5 представлены коэффициенты прохождения МРИ для двух значений расстояния X_0 и X_1 и для двух значений плотности плазмы R_0 : 100 и 200 мкг/см³.

Как видно из рисунка, для энергий квантов 100–200 эВ коэффициент прохождения МРИ на расстояние X_0 гораздо больше, чем при прохождении на расстояние X_1 . Поэтому в моменты времени t_2 и t_3 излучение пинча полностью поглощается в приэлектродной плазме на пути X_1 , соответственно, и пинч, находящийся за приэлектродной плазмой, не виден. Тем не менее, излучение пинча доходит до поверхности электродов, проходя расстояние X_0 , и вызывает на их поверхности плазмообразование. Таким образом, отсюда имеем грубую оценку плотности плазмы 100–200 мкг/см³.

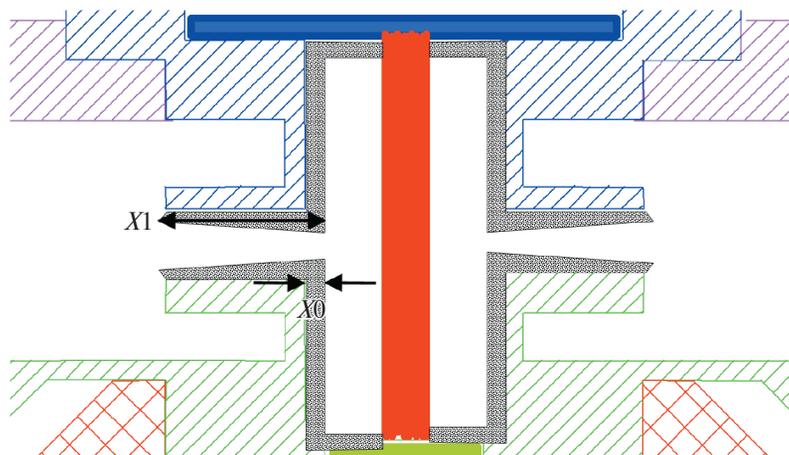


Рис. 4. Схема прохождения МРИ к облучаемым электродам (X_0) и к РЭОПу (X_1). Основные элементы на схеме такие же, как и на рис. 1; серым показан приэлектродный слой плазмы.

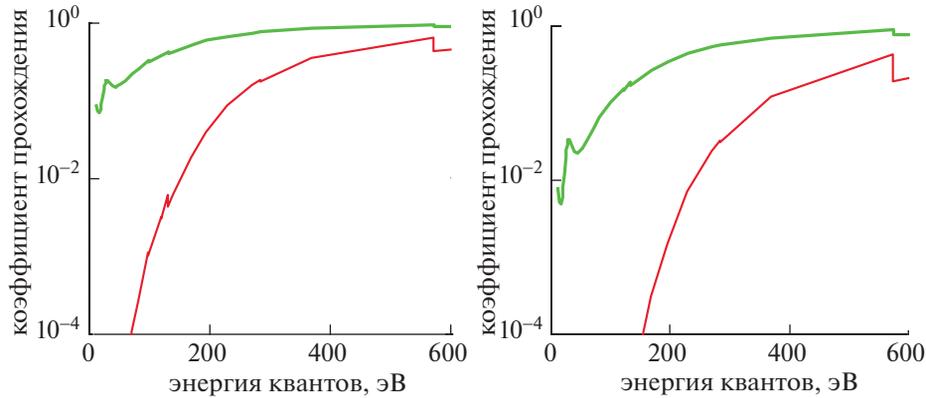


Рис. 5. Зависимости коэффициентов прохождения МРИ от энергии квантов на расстояниях X_0 и X_1 для двух значений плотности плазмы: слева – 100, справа – 200 $\text{мкг}/\text{см}^3$. Верхние кривые – для расстояния X_0 , нижние – для X_1 .

3.2. Эксперименты с зазором между электродами 2.5 мм

На рис. 6 представлены три последовательных изображения в МРИ исследуемых электродов. Расстояние между исследуемыми частями анода и катода было 2.5 мм; время между кадрами составляло 10 нс. На каждом кадре рис. 6 в том же масштабе с пространственной привязкой изображены в виде угловых профилей: сверху – нижняя часть исследуемого анодного электрода, снизу – верхняя часть исследуемого катодного электрода.

На рис. 7 представлены зависимости от времени тока через разряд (верхняя кривая) и мощности МРИ (нижняя кривая). Тремя стрелками отмечены моменты времени регистрации трех кадров, приведенных на рис. 6. Так же, как и в предыдущем подразделе, амплитуда тока составляет около 2 МА, он нарастает до максимума за ~ 100 нс. Минимальный радиус исследуемых электродов равнялся 5 мм, так что максимальная линейная плотность тока составила 0.63 МА/см. Максимальная магнитная индукция на поверхности электродов составила 0.8 МГс.

В отличие от предыдущего эксперимента с зазором 5 мм, представленные на рис. 6 кадры были зарегистрированы до достижения максимума в импульсе МРИ. Оценка мощности МРИ в момент регистрации первого и второго кадров была меньше уровня шума и составила менее 0.05 ТВт. Оценка мощности МРИ в момент получения последнего кадра составила около 0.1 ТВт; оценка плотности потока мощности МРИ на радиусе 5 мм для цилиндрической поверхности электродов достигала 0.1 ТВт/см², для плоской поверхности электродов – 0.03 ТВт/см² (см. пункт 2 раздела 1.1).

На первом и втором кадрах отчетливо видно свечение плазмы, заполняющей внутренность проволочной сборки. На третьем кадре видно,

что вертикальные границы этой плазмы перестают быть прямой линией: начинается прорыв магнитного потока в центральную область лайнера. Заметим, что на этих трех кадрах видно свечение плазмы, практически совпадающее с положением электродов. Возникновение этой плазмы, так же, как и в предыдущем случае, вызвано МРИ. При этом, при плотности потока мощности ~ 0.03 ТВт/см² еще не видно движения плазменных слоев от плоской поверхности электродов к центру межэлектродного промежутка.

3.3. Электроды с пленкой, состоящей из органического вещества

Исследование свойств двухкомпонентных систем при высоких плотностях тока представляет большой интерес. Воздействие импульсных сверхсильных магнитных полей и токов на такие системы может привести к образованию нескольких различных плазменных потоков, распространяющихся с различными скоростями.

Испарение пленок, состоящих из органических веществ, которые появляются на токонесящих электродах (например, слоя масла, поступающего при работе диффузионных насосов) может привести к раннему заполнению плазмой межэлектродного промежутка. Для выяснения возможных изменений эволюции приэлектродной плазмы в таких условиях, на поверхность электродов из нержавеющей стали наносилась тонкая пленка (несколько микрон) из цапон-лака.

В этом эксперименте межэлектродный зазор составлял 2.5 мм. Ток в максимуме составлял 1.1 МА, длительность нарастания тока до его максимального значения – 100 нс. На радиусе 5 мм получены следующие значения: линейная плотность тока – 0.35 МА/см, магнитное поле – 0.44 МГс.

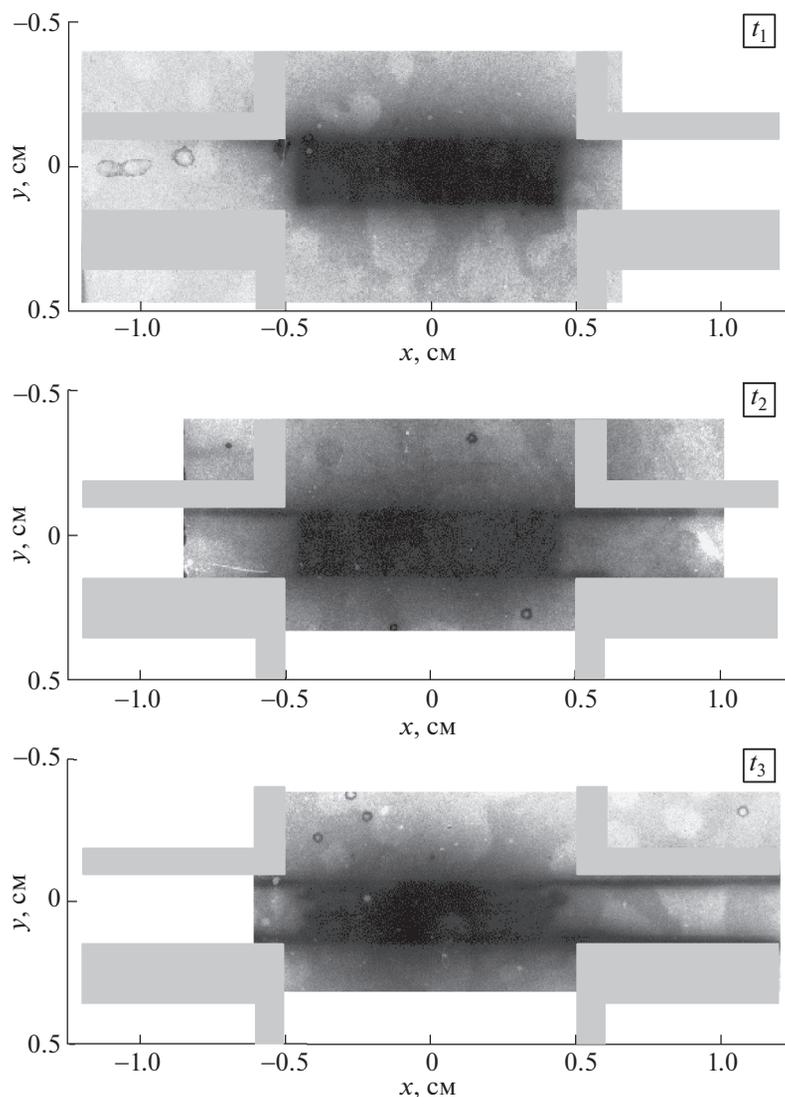


Рис. 6. Три последовательные фотографии исследуемых электродов с зазором 2.5 мм, полученные с помощью РЭОПа в процессе протекания по ним тока и облучения МРИ. Времена между кадрами 10 нс. Моменты времени (t_1 , t_2 , t_3) указаны стрелками на рис. 7. Угловые профили сверху – нижняя часть анода, снизу – верхняя часть катода.

Эксперимент с пленкой из цапон-лака позволил нам рассмотреть структуру плазменного слоя в середине межэлектродного промежутка. На рис. 8 представлено изображение пинча и межэлектродного зазора, полученное через 10 нс после достижения максимума МРИ. Длительность экспозиции – 10 нс. На этом рисунке два участка изображения представлены с другим уровнем контраста. В середине анодно-катодного промежутка, несмотря на пространственное разрешение 100 мкм, отчетливо видны две яркие линии, расстояние между ними ~ 0.2 мм. Таким образом, в середине межэлектродного промежутка между токовыми слоями через 10 нс после достижения максимума МРИ остается зазор порядка 0.2 мм.

Повышенная светимость этих линий обусловлена взаимодействием (столкновением) потоков расширяющейся плазмы со стороны катода и анода.

Скорость движения плазменных слоев, полученных из органики, составляет ~ 150 км/с, что превышает скорость движения плазмы для нержавеющей стали (~ 90 км/с). Пленка из органических веществ может испаряться и переходить в плазменное состояние за счет токового нагрева и воздействия на нее мягкого рентгеновского излучения задолго до достижения максимума МРИ.

На рис. 9 представлено интегральное по времени изображение пинча и межэлектродного зазора в МРИ, полученное с помощью камеры обскуры. Внутри радиуса 4 мм видно свечение ис-

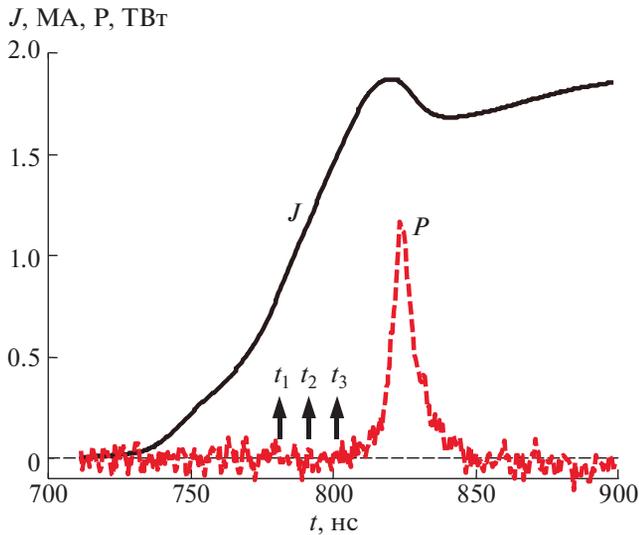


Рис. 7. Временные зависимости полного разрядного тока J и мощности МРИ (P). Внизу стрелками (\uparrow) условно показаны три момента времени (t_1, t_2, t_3), соответствующие трем кадрам, представленным на рис. 6. Приведенная мощность МРИ соответствует излучению видимой детектором части пинча (2.5 мм).

ходной лайнерной сборки диаметром 8 мм. В центре, вблизи радиуса 0 мм, виден пинч на фазах схлопывания и начала разлета. Яркая горизонтальная линия в середине анодно-катодного промежутка обусловлена взаимодействием (столкновением) потоков расширяющейся плазмы со стороны катода и анода. Удивительно и неожиданно, что эта область ровная, без видимых неустойчивостей, что свидетельствует о том, что плазма расширяется однородно, образуя плоский двойной слой. Следует отметить, что яркая узкая горизонтальная область в середине анодно-катодного промежутка, представленная на рис. 8 и на рис. 9, была зарегистрирована в разных выстрелах и разными приборами, что подтверждает достоверность этого факта. Вне радиуса 5.5 мм эта область становится более широкой, размытой, диффузной, и с увеличением радиуса пропадает. Видимо,

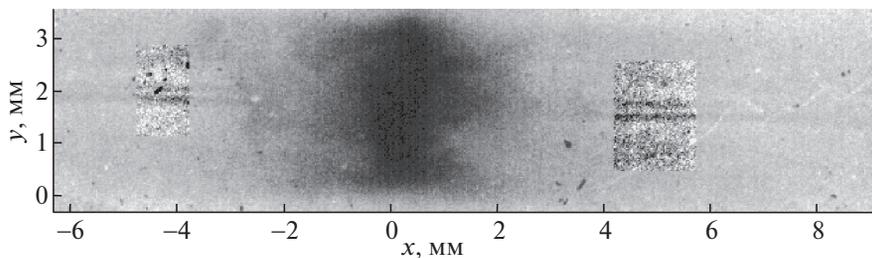


Рис. 8. Изображение пинча и анодно-катодного промежутка в собственном свечении МРИ через 10 нс после достижения пиковой мощности МРИ в эксперименте с пленкой из цапон-лака. Длительность экспозиции 10 нс. Анод —верху, катод — внизу.

в этой области интенсивность воздействия излучения на электрод была заметно меньшей.

Несмотря на то, что образованная на электродах плазма практически перекрыла зазор анод-катод, видимо, она не перехватывает весь ток: сжатое состояние пинча все же было сформировано, что отчетливо видно на рис. 9 в центре.

3.4. Сопоставление влияния МРИ и нагрева током

Возможны две причины возникновения плазмы на поверхности токонесущих электродов: 1) за счет высокой плотности тока и соответственно нагрева поверхностного слоя металла током и 2) за счет облучения импульсом МРИ.

При высоких плотностях тока (~ 3 МА/см) поверхностный слой будет разогреваться, испаряться с последующим образованием плазмы и разлетаться. В работе [20] приведена напряженность электрического поля на внешней поверхности электрода из нержавеющей стали с теми же параметрами, что и в настоящем эксперименте, при протекании по нему тока установки Ангара-5-1. На основе этих данных была вычислена плотность мощности, выделяемой на нагрев поверхности электрода: через 100 нс после начала тока она составила ~ 25 ГВт/см².

Поскольку плотность потока мощности излучения пинча на плоской поверхности электродов составляет ~ 0.2 ТВт/см², то естественно ожидать, что в этом случае роль нагрева электродов током будет крайне мала. Для экспериментального подтверждения этого утверждения были проведены эксперименты (см. рис. 10) с закороткой, установленной вместо проволочного лайнера. В качестве закоротки использовался полый цилиндр из нержавеющей стали диаметром 8 мм и толщиной 150 мкм. Во время этих экспериментов с закороткой импульс МРИ практически отсутствовал, а разрядный ток был на уровне 3 МА.

На рис. 10 приведена временная развертка видимого свечения межэлектродного зазора, полученная с помощью ЭОПа на радиусе 7 мм от оси.



Рис. 9. Интегральная по времени обскурограмма пинча и анодно-катодного промежутка в собственном свечении МРИ. Значения радиусов R указаны в [мм].

Положение входной щели ЭОПа представлено на рис. 1, регистрация излучения производилась ЭОПом в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Мы видим, что здесь также происходят процессы генерации светящейся плазмы, обусловленные джоулевым нагревом электродов и испарением тонких слоев масла, появившихся при работе диффузионных насосов. Длительность развертки ЭОПа в этом эксперименте была увеличена, чтобы можно было регистрировать медленный разлет плазмы. Скорость разлета плазмы в этом случае была гораздо меньше, чем в предыдущих опытах, и составила 5–6 км/с. Подчеркнем, что в этом эксперименте свечение в центре зазора регистрируется в видимом, а не в мягком рентгеновском диапазоне спектра.

Эта постановка эксперимента, в совокупности с представленными выше результатами, позволила точно установить, что в наших условиях основной причиной относительно быстрых абляционных процессов на электродах является облучение МРИ с плотностью потока мощности ~ 0.2 ТВт/см², а не джоулев нагрев электродов током с линейной плотностью ~ 1 МА/см.

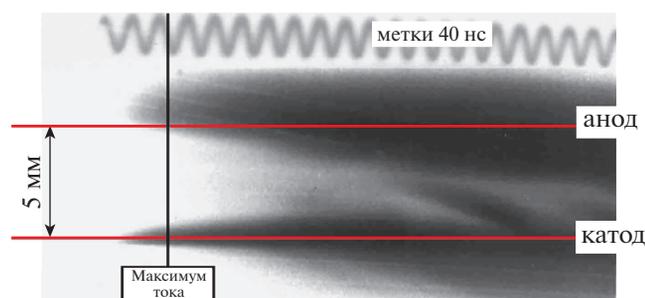


Рис. 10. Временная развертка видимого свечения плазмы, возникающей в эксперименте с короткой (без импульса МРИ). Пространственная щель развертки располагалась перпендикулярно зазору на радиусе $R = 7$ мм от оси.

4. ВЫВОДЫ

На установке Ангара-5-1 проведены эксперименты с целью изучения влияния импульсных сверхсильных токов и мягкого рентгеновского излучения на образование плазмы на поверхности токонесущих электродов. Линейная плотность тока составляла около 1 МА/см, плотность потока мощности МРИ — около 0.5 ТВт/см² в спектральной области излучения 50–500 эВ; время нарастания тока до максимума составляло около 100 нс.

Изучались образование и динамика плазмы при разных расстояниях (2.5–5 мм) между исследуемыми частями анода и катода из нержавеющей стали. Показано, что в условиях наших нагрузок потоки плазмы, сформированной из вещества, испарившегося с электродов, движутся симметрично к середине межэлектродного промежутка со скоростью до 90–95 км/с.

Было получено, что воздействие импульсных сверхсильных токов и МРИ на плазмообразование в двухкомпонентных (нержавеющая сталь—цапон-лак) системах приводит к более раннему образованию плазмы из органического вещества и к более быстрому (с более высокими скоростями) заполнению межэлектродного промежутка этой плазмой. Таким образом, наличие пленки на электродах, состоящей из органики (например, слоя масла, появляющегося при работе диффузионных насосов), приведет к ее раннему испарению еще на стадии начала воздействия импульса МРИ. При интенсивном облучении МРИ такая плазма будет расширяться со скоростью около 150 км/с и образует в середине межэлектродного промежутка двойной слой. Вслед за плазмой, сформированной из органики, в зазор поступает плазма, сформированная из вещества металлических электродов.

Столкновение потоков расширяющейся плазмы приводит к образованию в центре межэлектродного зазора ярко светящейся узкой области—линии. Установлено, что при столкновении в середине зазора массы светящегося вещества, абли-

рованного с противоположных электродов, как правило, не смыкаются и образуют двойной слой: между ними остается зазор около 0.2 мм с магнитным полем, которое препятствует поперечному перетеканию зарядов (рис. 8 и рис. 9). Удивительно и неожиданно, что, этот двойной слой ровный, без неустойчивостей, что свидетельствует о том, что плазма расширяется однородно.

Показано, что эта плазма не перехватывает весь ток, поскольку позже происходит пинчевание нагрузки.

Таким образом, проведенные эксперименты дают основания надеяться, что при зазоре 5 мм, при плотности тока по электроду из нержавеющей стали ~ 1 МА/см и поверхностной плотности потока МРИ ~ 0.5 ТВт/см², большая часть запапающей в генератор энергии может быть передана в нагрузку. Таким образом, при наших условиях во время рабочего разряда тока через лайнер, в течение, по крайней мере, не менее 25 нс после достижения максимума МРИ можно не опасаться больших поперечных потерь тока.

Авторы благодарят Самохина А.А. за содержательную критику этой работы и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-21-00082).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cuneo M.E.* // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 1999. V. 6. № 4. P. 469
2. *Welch D.R., Bennett N., Genoni T.C., Rose D.V., Thoma C., Miller C., Stygar W.A.* // Physical Review Accelerators and Beams. 2019. V. 22. P. 070401.
3. *Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Хищенко К.В.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 782.
4. *Ткаченко С.И., Грабовский Е.В., Калинин Ю.Г., Олейник Г.М., Александров В.В., Хищенко К.В., Левашов П.Р., Ольховская О.Г.* // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12–2. С. 279.
5. *Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Гришук А.Н., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Шишлов А.О.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 6. С. 503–509.
6. *Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Самохин А.А., Ткаченко С.И., Фролов И.Н., Хищенко К.В., Шишлов А.О.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 4. С. 327.
7. *Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Черненко А.С., Данько С.А., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Шашков А.Ю., Сасоров П.В., Ткаченко С.И.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 4. С. 291.
8. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.К., Смирнов В.П., Устровев Г.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю., Ткаченко С.И.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2008. № 4. С. 3.
9. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Черненко А.С.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 7. С. 627.
10. *Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., Datsko I.M., Labetskaya N.A., Ratakhin N.A.* // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. P. 042706.
11. *Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Хищенко К.В.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 9. С. 782.
12. *Альбикиев З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманнзова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р.* // Атомная энергия. 1990. Т. 68. С. 26.
13. *Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Фролов И.Н.* // Влияние скорости нарастания тока на эффект полярности в сборке на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1006.
14. *Браницкий А.В., Олейник Г.М.* // ПТЭ. 2000. № 3. С. 49.
15. *Day R.H., Lee P.* // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 11. P. 6965.
16. *Wm. J. Veigele.* Atomic Data Tables. (1973). 5, 51. P. 51–111.
17. *Борисов В.В., Веретенников А.И., Вихарев В.Д., Зайцев В.И., Зотов В.П., Леонтьевский А.Е., Михайлов В.Н., Славнов Ю.К., Смирнов В.П., Усов Ю.Б., Хромочкин Е.Д., Царфин В.Я.* // ПТЭ. 1989. № 1. С. 215.
18. *Александров В.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Комаров Н.Н., Красовский И.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н., Чернов А.А.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. В. 10. С. 829.
19. *Knoepfel H.* Pulsed High Magnetic Fields. Physical Effects and Generation Methods Concerning Pulsed Fields up to Megaersted Level (London: North-Holland, 1970).
20. *Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Ткаченко С.И., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 4. С. 342.

ИНЕРЦИОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ
С ПРИМЕНЕНИЕМ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ© 2022 г. С. Г. Гаранин^а, А. В. Ивановский^{а, б, *}, С. М. Куликов^а, В. И. Мамышев^а,
С. Н. Певный^а, В. Г. Рогачев^а^а Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Россия^б Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

*e-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

Поступила в редакцию 10.06.2021 г.

После доработки 12.09.2021 г.

Принята к публикации 25.09.2021 г.

Известно два направления работ по реализации инерционного термоядерного синтеза с применением Z-пинчей. В первом для достижения термоядерного зажигания предлагается сжать мишень путем прямого облучения рентгеновским излучением Z-пинча. Другим направлением является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по сжатию, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Данная концепция развивается в США на установке Z (проект MagLIF). По существующим представлениям, для достижения термоядерного зажигания в этих схемах необходимы установки, способные создавать импульс тока амплитудой ~ 60 МА. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей — установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z дело будущего. Наряду с этим взрывомагнитные генераторы (ВМГ) уже сегодня реализуют требуемую энергетику, хотя и с гораздо более длительным временем нарастания импульса тока. В работе обсуждаются возможности применения ВМГ для достижения зажигания, возникающие проблемы и пути их решения.

Ключевые слова: инерционный термоядерный синтез, дисковые взрывомагнитные генераторы, фольговый электровзрывной размыкатель тока, взрывные фотодиссоционные лазеры, формирование и разогрев плазмы лазерным излучением, сжатие плазмы лайнером

DOI: 10.31857/S036729212202007X

1. ВВЕДЕНИЕ

Для достижения термоядерного зажигания в схемах с инерционным удержанием необходимо создание высокой плотности энергии.

Наиболее подходящим инструментом для этого являются лазерные установки, обладающие уникальными характеристиками по создаваемой ими концентрации энергии. На лазерных установках сравнительно легко реализуются температуры рентгеновского излучения (РИ) $T_r \sim 300$ эВ. Поэтому они давно используются для исследования широкого круга вопросов таких, как спектральные коэффициенты поглощения горячей и плотной плазмы, уравнения состояния, динамика сжатия и нагрева оболочечных мишеней с ДТ-топливом, влияние асимметрии на сжатие и генерацию нейтронов в таких мишенях и пр. Достигнутые успехи позволили начать строительство лазерных установок следующего поколения: построен NIF в США ($E_L \sim 2$ МДж), строятся установки во Франции, России и Китае. В экс-

периментах на NIF при имплозии мишеней с ДТ-топливом получен значимый результат — выделившаяся термоядерная энергия превысила энергию, вложенную в топливо [1]. Однако, достичь термоядерного зажигания не удалось.

Эксперименты в Сандийских национальных лабораториях США, в ходе которых на установке Z получен импульс РИ длительностью ~ 5 нс с энергией ~ 1.8 МДж [2], показали, что электрофизические установки, способные создавать короткий ~ 100 нс импульс тока с амплитудой в десятках и более мегаампер, предоставляют альтернативную возможность для генерации мощного РИ. Из-за большей, по сравнению с лазерами, эффективности использования электрической энергии конденсаторной батареи (КБ) они производят большее количество РИ. Так, импульс РИ установки Z, близок по энергии импульсу лазерной установки NIF. Однако, плотность энергии РИ на лазерной установке NIF более чем на порядок выше плотности энергии РИ на установке Z. Поэтому для термоядерного зажигания необходимы

установки на порядок более мощные, чем Z. По существующим представлениям, для достижения порога зажигания требуется создание двумя Z-пинчами РИ с уровнем энергетики не менее $2E_0 = 20$ МДж (по $E_0 \sim 10$ МДж в каждом) за время $\tau \leq 5$ нс [3]. После модернизации Z, в процессе которой запасаемая энергия в КБ была увеличена вдвое, исследования с генерацией РИ на Z были в основном завершены, для экспериментов с большей плотностью энергии при непрямом рентгеновском облучении стали использовать лазерную установку NIF. Фокус термоядерных исследований на установке Z сместился с непрямого рентгеновского привода на прямой магнитный привод – проект MagLIF [4, 5].

Другим направлением инерционного термоядерного синтеза, развивающимся на электрофизических установках, является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по величине сжатия, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Как в России, так и в США развивается концепция магнитного обжатия (МАГО)/magnetized target fusion (MTF), в которой предварительный нагрев плазмы производится токовым импульсом, а последующее – сжатие лайнерной системой [6–15]. К сожалению, из-за появления в предварительно нагретой плазме примесей тяжелых элементов достичь ее времени жизни ≥ 10 мкс, требуемого для реализации стадии сжатия, так и не удалось. Наряду с этим, в США на установке Z развивается проект MagLIF [4, 5] с предварительным нагревом плазмы лазерным излучением (ЛИ). В процессе сжатия реализован выход 2×10^{12} нейтронов в ДД-реакции [16]. Из-за более короткого времени имплозии плазмы проект MagLIF не так сильно восприимчив к примесям тяжелых элементов, как МАГО/MTF [17, 18]. Возможно, влияние примесей не столь существенно и при имплозии плазмы за время ~ 1 мкс, поскольку при лазерном разогреве, можно избежать прямого контакта разогретой плазмы с тяжелой сжимающей оболочкой.

Реализация термоядерного зажигания требует создания электрофизических установок с импульсами тока ~ 60 МА [3, 5, 19]. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей – установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z – дело будущего.

Возможно, наиболее быстрый и дешевый ответ на вопрос о возможности зажигания можно получить с использованием дисковых взрывоманитных генераторов (ДВМГ).

Идею магнитной кумуляции впервые высказал А.Д. Сахаров в 1951 г. Он указал, что при со-

хранении магнитного потока путем быстрого уменьшения индуктивности с током, сближая с помощью взрыва прямой и обратный проводники, энергию взрывчатого вещества (ВВ) можно перевести в энергию магнитного поля. Идея была экспериментально подтверждена в опыте, проведенном Р.З. Людаевым, Е.А. Феоктистовой, Г.А. Цырковым и А.А. Чвилевой в 1952 году. Первые публикации об этих работах появились в 1965–1966 гг. [20, 21]. Примерно в те же годы, что и в СССР, в Лос-Аламосской лаборатории (США) проводились аналогичные эксперименты. Это стало известно из работы Фаулера, Гарна и Кайрда 1960 г. [22].

Прорыв в развитии ВМГ сделан в начале 1970-х годов, когда были проведены первые испытания многомодульных ДВМГ и начались исследования быстроходных спиральных ВМГ (СВМГ) с высокой начальной индуктивностью, предназначенных для запитки ДВМГ и других нагрузок [23]. Наряду с этим, развитые методы формирования импульсов тока на базе взрывных (ВРТ) и фольговых электровзрывных размыкателей тока (ФЭРТ) позволили сократить время подвода магнитной энергии к нагрузке до ~ 1 мкс [24, 25].

Обзор развития технологий ВМГ, а также их применения в научных исследованиях сделан в работе [26].

Ниже обсуждаются перспективы реализации термоядерного зажигания с применением ДВМГ как в схеме непрямого облучения рентгеновским излучением Z-пинча, так и сжатия предварительно нагретой замагниченной плазмы.

2. СХЕМА С НЕПРЯМЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ МИШЕНИ РИ

Современные ДВМГ, оснащенные фольговыми электровзрывными размыкателями тока (ФЭРТ), создают в индуктивной нагрузке в десятки наногенри токи с амплитудой до сотни мегаампер с микросекундным временем нарастания [27]. В работе [28] предложен проект взрывной электрофизической установки на базе сверхмощного ДВМГ для достижения зажигания при непрямом облучении мишени РИ, генерируемой Z-пинчем. Ключевым вопросом реализации проекта является формирование импульса тока ДВМГ с временем нарастания ~ 100 нс. Для его решения предлагается использовать двухкаскадную систему обострения тока на базе ФЭРТ, выполненных в виде “змейки” [29].

Основные принципы преобразования микросекундных импульсов тока в токи с временем нарастания ~ 100 нс, которые вошли в проект взрывной установки [28] изложены в работе [30].

Схемы ФЭРТ, классическая и в виде “змейки”, приведены на рис. 1. Для получения в на-

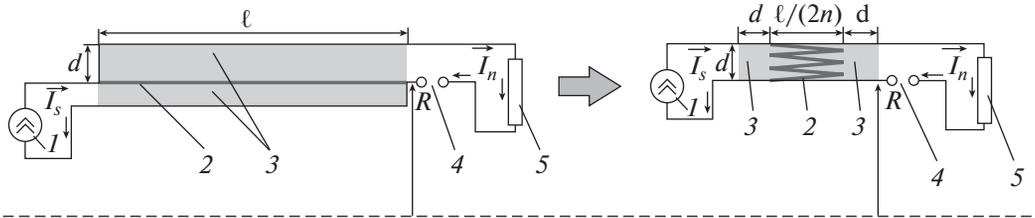


Рис. 1. Схемы ФЭРТ, классическая (слева) и в виде “змейки” (справа): источник тока – I ; медная фольга – 2; диэлектрик – 3; разрядник или взрывной ключ – 4; нагрузка – 5.



Рис. 2. Внешний вид экспериментального устройства (размеры: максимальный диаметр $\varnothing 0.63$ м; длина – 3.5 м) и ФЭРТ в виде “змейки”.

грузке ~ 10 нГн тока с амплитудой $I_n \sim 100$ МА за время ~ 100 нс, требуемого для реализации зажигания, необходимо напряжение $V_n \sim 10$ МВ. ФЭРТ эффективно работают при напряженности электрического поля вдоль фольги 5–10 кВ/см. То есть, длина фольги должна быть не менее $\ell = 10$ м.

Существующие технологии обеспечивают прочность изоляции над фольгой ~ 100 кВ/мм. То есть, необходима толщина диэлектрика не менее $d = 10$ см.

Отсюда следует, что индуктивность подвода энергии к нагрузке в случае классического ФЭРТ, оцениваемая по формуле $L = \mu_0/2\pi\ell \ln [(R + d)/R]$ (см. рис. 1) при радиусе размещения фольги, например, $R = 2$ м и напряжении $V_n \sim 10$ МВ, не менее $L = 100$ нГн.

Начальная энергия в контуре ДВМГ определяется из $E_0 = \Phi_0^2/(2L_0)$, конечная энергия из $E_f = \Phi_f^2/(2L_f)$, где $\Phi_0 = L_0 I_0$, $\Phi_f = L_f I_f$ – начальный и конечный потоки в контуре генератора, L_0 , L_f – начальная и конечная индуктивности контура генератора. Начальная индуктивность 15-элементного сверхмощного ДВМГ $L_0 = 360$ нГн. При усилении энергии $K_E = E_f/E_0$ в ~ 15 раз с сохранением потока $\eta = \Phi_f/\Phi_0 \sim 73\%$ от начального [31], конечная индуктивность оценивается $L_k \sim \eta^2 L_0/K_E \sim 13$ нГн.

В силу низкой индуктивности L_k контура источника тока – ДВМГ по сравнению с оцененной индуктивностью подвода энергии к нагрузке L в классической схеме ФЭРТ ($L \gg L_k$), эффективный подвод энергии от источника к нагрузке невозможен. Поэтому применение классической

схемы ФЭРТ малоэффективно и, фактически, бессмысленно.

В случае ФЭРТ в виде “змейки” индуктивность над фольгой $L = \mu_0/2\pi\ell' \ln [(R + d)/R]$ ($\ell' = \ell/(2n)$), см. рис. 1) при тех же параметрах $\ell = 10$ м, $d = 10$ см, $R = 2$ м и числе звеньев “змейки” $n = 20$ составит $L = 2.5$ нГн.

Для проверки работоспособности схемы было проведено два эксперимента, в которых обострялся ток источника на основе спирального ВМГ и взрывного размыкателя тока [27], нарастающий за время ~ 1 мкс до амплитуды ~ 10 МА. Внешний вид экспериментального устройства и ФЭРТ в виде “змейки” представлены на рис. 2.

Целью первого эксперимента являлось определение максимального напряжения, возникающего при электровзрыве фольги. Для этого индуктивность нагрузки была выбрана большой $L_n = 50$ нГн, разрядник был замкнут накоротко (см. рис. 1). На рис. 3 представлены расчетный прогноз напряжения на ФЭРТ и зависимость напряжения $V = L_n dI_n/dt$ от времени зарегистрированная в опыте. Амплитуда напряжения достигла величины ~ 600 кВ.

Во втором эксперименте нагрузка с индуктивностью $L_n \sim 10$ нГн была связана с ФЭРТ разрядником, напряжение пробоя которого было выставлено равным $V_{br} \sim 300$ кВ. На рис. 4 представлены прогнозируемые в расчетах зависимости токов от времени в цепи источника и нагрузки. Там же приведены зарегистрированные в опыте зависимости. Ток в нагрузке величиной ~ 5 МА реализован за время ~ 110 нс.

Результаты представленной серии экспериментов изложены в работе [32].

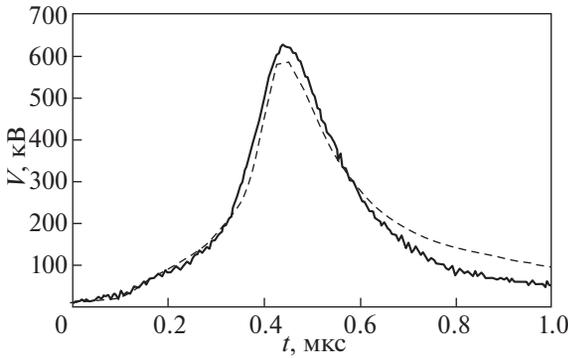


Рис. 3. Зависимости от времени напряжения на ФЭРТ: расчетный прогноз — пунктирная кривая; эксперимент — сплошная кривая.

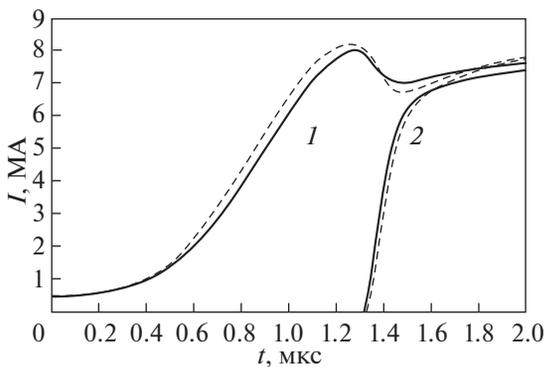


Рис. 4. Зависимости от времени токов в цепи источника — 1 и нагрузки — 2: расчетный прогноз — пунктирная кривая; эксперимент — сплошная кривая.

Подтверждение в опыте работоспособности ФЭРТ в виде “змейки” позволяет приступить к реализации взрывных аналогов установок с временем нарастания тока ~ 100 нс:

– на базе дискового ВМГ малого класса — установки PTS (ток ~ 10 МА);

– на базе дискового ВМГ среднего класса — установки Z (ток ~ 25 МА), и в перспективе установки на базе сверхмощного дискового ВМГ.

Расчеты показывают [28], что установка на базе сверхмощного дискового ВМГ способна осуществить имплозию Z-пинча током ~ 80 МА за время ~ 100 нс, с генерацией за время ≤ 5 нс энергии РИ ~ 20 МДж. Это позволяет создать в хольрауме температуру излучения ~ 0.22 кэВ и достичь порога зажигания термоядерной мишени.

Одним из сложных вопросов реализации установки на базе сверхмощного дискового ВМГ является организация перехода от диэлектрика “змейки” к вакуумной линии с магнитной самоизоляции. В проведенных экспериментах напряжение 600 кВ было получено при высоте “змейки” 6 см (общая длина фольги 60 см). Для получения напряжения 10 МВ необходима длина фольги 10 м. При использовании такой же техно-

логии укладки фольги высота “змейки” составит 1 м, напряженность поля вдоль вакуумного изолятора 0.1 МВ/см. Практика работы на мощных электрофизических установках показывает возможность организации перехода диэлектрик–вакуум при таких напряжениях поля вдоль изолятора. По-видимому, при использованной ширине “змейки” — 4 см конструкцию размыкатель типа “змейки” — вакуумный переход можно реализовать на длине ~ 10 см вдоль оси. При нижнем радиусе $R = 2$ м (внешний диаметр 6 м) индуктивность конструкции составит ~ 8 нГн. Эта величина может быть уменьшена за счет увеличения диаметра конструкции и, возможно, ее оптимизации.

3. СХЕМА СО СЖАТИЕМ НАГРЕТОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Схема экспериментов представлена на рис. 5.

Лазерное излучение (ЛИ), проходя через ДД или ДТ газ, инициирует на заглушке 3 волну светодетонации [33], фронт которой распространяется со скоростью v_0 навстречу излучению. Энергия ЛИ поглощается на фронте волны светодетонации, формируя столб разогретой плазмы 2. Если магнитное поле H_0 соленоида 6 достаточно большое, то плазменный параметр $\beta = 4n_0kT_0/(\mu_0H_0^2) \leq 1$, где n_0 , T_0 — концентрация атомов газа и температура плазмы, а радиус плазменного столба r_0 меньше радиуса R_0 лайнера 5, то плазма не касается поверхности лайнера.

После формирования нагретой замагниченной плазмы начинается процесс сжатия ее лайнером, ускоряемым током дискового ВМГ, за время ~ 1 мкс. Возникает вопрос о пределе возможного сжатия лайнера и плазмы в указанной геометрии. По изображениям в собственном излучении сжимаемой током пустотелой газовой-плазменной оболочки с продольным магнитным полем, полученным в экспериментах на установке SATURN (СНЛ, США) [34], можно оценить достигнутые по радиусу сжатия значением $\delta \sim 20$. При этом теоретический предел устойчивых сжатий $\delta \sim 30$ [35]. В работе [36] теоретически исследована устойчивость плазменного шнура при сжатии в геометрии Z-пинча. Показано, что предел устойчивого сжатия плазмы составляет ~ 30 по радиусу, то есть совпадает с пределом устойчивого сжатия лайнера. С учетом уменьшения плазменного параметра β в процессе сжатия это дает надежду на сжатие плазмы в $\delta = 20-30$ раз по радиусу без касания поверхности лайнера, а следовательно, без примесей тяжелых элементов, увеличивающих потери энергии на излучение.

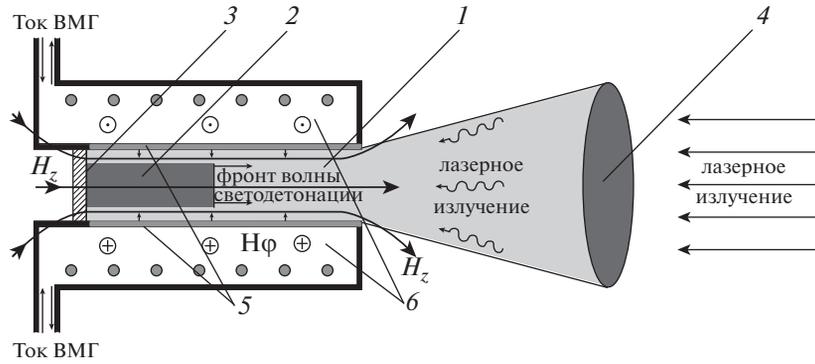


Рис. 5. Схема экспериментов: ДД или ДТ газ – 1; плазма – 2; заглушка – 3; линза – 4; лайнер – 5; соленоид – 6.

3.1. Условие зажигания

Анализ возможности и условий достижения зажигания с применением дисковых ВМГ и формулировка требований к параметрам микросекундного токового импульса предполагают определение условий зажигания плазмы при сжатии ускоряемой током лайнерной системой.

Для термоядерного зажигания 50% T –50% D плазмы массой M необходимо выполнение условия работы [37], которое в случае неоднородного по объему разогрева можно записать в виде

$$W = \frac{1}{M} \int \int \frac{Q_{nf}}{E_T} dV dt = 0.3-1, \quad (1)$$

где W – аналог критерия Лоусона для импульсных систем, Q_{nf} – плотность мощности энерговыделения α -частиц, поглощаемая плазмой, E_T – удельная энергия сжимаемой плазмы без учета термоядерного энерговыделения.

В работе [38] показано, что в зависимости W от $n_0 t_m$, где n_0 – концентрация частиц ДТ-топлива, t_m – время нарастания тока, имеется максимум. Расчеты в модели одномерной одножидкостной однотемпературной магнитной гидродинамики с учетом электронной и ионной теплопроводностей поперек магнитного поля и объемных потерь на тормозное излучение [39] показывают, что при сжатии $\delta \leq 20$ раз по радиусу и начальной температуре $T_0 = 0.25$ кэВ максимум достигается при $n_0 t_m \sim 6 \times 10^{13}$ с/см³ ($\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³) и его величина составляет $W_{\max} = 1$ [38]. Следует отметить, что при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см и $t_m \sim 1$ мкс теплопроводность и разгрузка в продольном направлении снижает величину W , но не более, чем в 2 раза [38].

3.2. Создание плазмы

Зависимости массовой скорости v , плотности ρ , давления p , удельной энергии ϵ плазмы ($\gamma = 5/3$) от координаты z в волне светодетонации [33] представлены на рис. 6.

За фронтом волны светодетонации массовая скорость плазмы обнуляется, все величины выходят на стационарные значения. Для реализации такого режима плотность плазмы должна быть много меньше критической $\rho_0 \ll \rho_{cr} \sim 4.8 \times 10^{-3}/\lambda^2$, а пробег излучения

$$\ell_v \sim 5.5 \times 10^{-7} T_0^{3/2} / (\rho_0^2 \lambda^2) \ll h_0, \quad (2)$$

где размерности величин $[\rho] = \text{г/см}^3$; $[\lambda] = \text{мкм}$; $[T_0] = \text{кэВ}$; $[h_0] = \text{см}$; $[\ell_v] = \text{см}$.

Если известны флюенс Q и длительность τ ЛИ, то скорость фронта v_0 и температура плазмы T_0 за фронтом волны светодетонации определяются из [33]

$$\begin{aligned} v_0 &= 0.33 [Q / (\rho_0 \tau)]^{1/3}, \\ T_0 &= 1.69 \times 10^{-5} [Q / (\rho_0 \tau)]^{2/3}, \end{aligned} \quad (3)$$

где размерности величин $[Q] = \text{кДж/см}^2$; $[\rho_0] = \text{г/см}^3$; $[\tau] = \text{мкс}$; $[v_0] = \text{см/мкс}$; $[T_0] = \text{кэВ}$.

Из (3) и условия зажигания $\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³ при $T_0 = 0.25$ кэВ для времени нарастания тока $t_m = 1$ мкс и высоты плазменного столба $h_0 = 10$ см получаем требуемые для зажигания

- плотность $\rho_0 = 2.5 \times 10^{-4}$ г/см³;
- длительность ЛИ $\tau = h_0/v_0 = 0.25$ мкс;
- флюенс ЛИ $Q = 110$ кДж/см².

Во взрывных фотодиссоционных лазерах (ВФДЛ) реализованы [40]

- энергия ЛИ до сотни кДж при длительности импульса ~ 25 мкс;
- в системе с задающим генератором и предусилителем – энергия ЛИ ~ 7 кДж при длительности импульса ~ 5 нс.

Для длины волны ВФДЛ $\lambda \sim 1.3$ мкм критическая плотность $\rho_{cr} \sim 2.8 \times 10^{-3}$ г/см³ $\gg \rho_0$, пробег излучения $\ell_v(T_0, \rho_0) \ll h_0$.

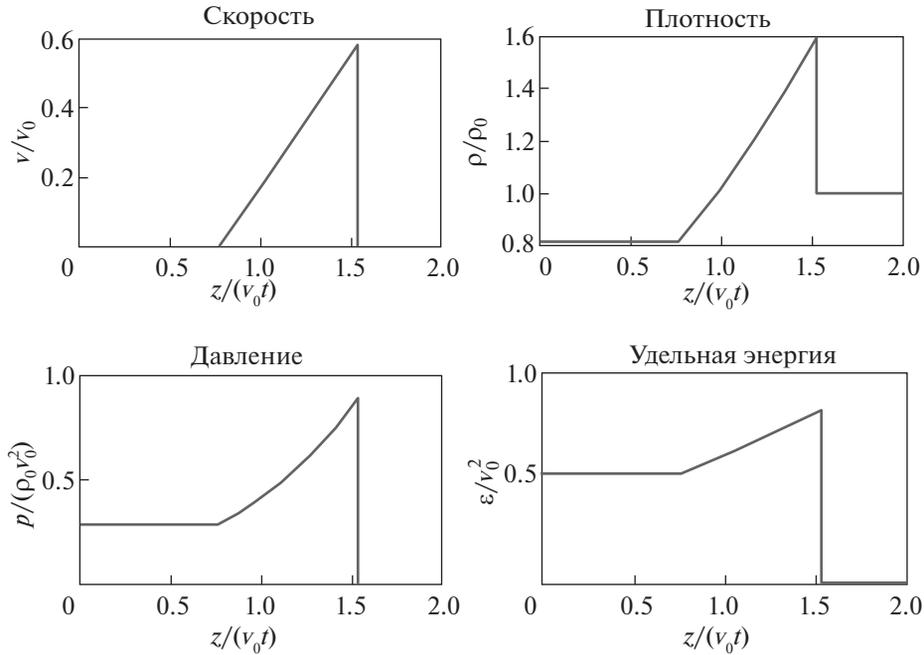


Рис. 6. Зависимости массовой скорости v , плотности ρ , давления p , удельной энергии ϵ плазмы ($\gamma = 5/3$) от координаты z .

Основные физические принципы работы ВФДЛ, спектроскопические характеристики лазерного перехода, формирование инверсной населенности при взрывной накачке изложены в работах [41–43]. Результаты по лазерной генерации на основе взрывной фотодиссоциации приведены в работах [44].

3.3. Сжатие плазмы

Схема сжатия представлена на рис. 7. В начальный момент времени координата лайнера $R = R_0$, граница нагретой замагниченной плазмы r_0 , ток в лайнере I_0 .

Поскольку плазменный параметр $\beta \ll 1$ для оценок динамики сжатия лайнера током I можно пренебречь давлением плазмы. В 0-мерном приближении уравнения для радиуса R и скорости v лайнера имеют вид

$$\begin{cases} v = \frac{dR}{dt}, \\ m \cdot \frac{dv}{dt} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + \pi R \mu_0 (H^2 - H_0^2), \\ H = \frac{R_0^2}{R^2} H_0, \quad I = \frac{L_0}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(R_0/R)} I_0, \end{cases} \quad (4)$$

где m – погонная масса лайнера; h – высота лайнера; L_0 – индуктивность подвода энергии.

Умножим первое уравнение на второе и проинтегрируем по dt . С учетом начальных условий $v|_{t=0} = 0, R|_{t=0} = R_0$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{2} = & \frac{\mu_0}{4\pi} L_0 I_0^2 \frac{\ln(R_0/R)}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(R_0/R)} + \\ & + \pi \mu_0 \frac{R_0^2 H_0^2}{2} \left(2 - \frac{R^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

В момент максимального сжатия $v = 0, R_0/R = \delta$ из (4) имеем

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{\mu_0}{4\pi} L_0 I_0^2 \frac{\ln(\delta)}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(\delta)} + \\ & + \pi \mu_0 \frac{R_0^2 H_0^2}{2} \left(2 - \frac{1}{\delta^2} - \delta^2 \right). \end{aligned} \quad (6)$$

В случае глубоких сжатий $\delta \gg 1$

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0}} \frac{I_0}{R_0 H_0} \sqrt{\frac{L_0}{h}} = \sqrt{\frac{E_{emg}}{E_{soil}}}, \quad (7)$$

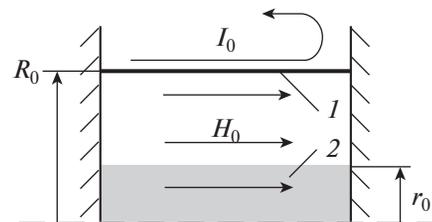


Рис. 7. Схема сжатия: лайнер – 1; плазма – 2.

где $E_{emg} = 1/2 L_0 I_0^2$ – энергия токового импульса дискового ВМГ, $E_{soil} = \pi R_0^2 h H_0^2$ – начальная энергия магнитного поля соленоида.

Для условий зажигания: $\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³; $T_0 = 0.25$ кэВ равенство $\beta = 1$ обеспечивается при $H_0 = 1.1$ МГс. При начальном радиусе $R_0 = 1$ см и погонной индуктивности $L_0/h = 2$ нГн/см требуемое для достижения порога зажигания сжатие $\delta = 20$ реализуется при токе $I_0 \sim 80$ МА.

Для 15 элементного сверхмощного дискового ВМГ ($\varnothing 1$ м) начальная индуктивность составляет ~ 360 нГн, ток ~ 14 МА. При работе на индуктивность $L_{emg} \sim 20$ нГн с сохранением потока ~ 0.8 от начального, ток составит $I_{emg} \sim 200$ МА при времени нарастания ~ 10 мкс. При коммутации тока из контура дискового ВМГ в нагрузку (см. рис. 8) с равной индуктивностью $L_0 = L_{emg}$ ток делится пополам $I_0 = I_{emg}/2$, энергия уменьшается в четыре раза. Существующие технологии ФЭРТ способны коммутировать ток за время ~ 1 мкс.

В работе [38] при оценке условий зажигания по формуле (1) считалось, что вся энергия α -частиц, выделяемая в реакциях синтеза поглощается в плазме. Обычно это имеет место при высоких плотностях плазмы ρ и больших радиусах плазменного шнура R ($\rho R \geq 0.2-0.3$ г/см²). В случае низких плотностей плазмы основанием для такого допущения может являться малость отношения ларморовского радиуса α -частиц r_α к радиусу плазмы $r_\alpha/R = 0.54/(H_0 R_0) 1/\delta$ [38], где H_0 измеряется в МГс, R (R_0) в см. Более подробно вопрос рассмотрен в работе [45], где получен близкий критерий $BR \geq 6 \times 10^5$ Г · см ($B = H_0 R_0^2/R^2$, $R = R_0/\delta$). В нашем случае этот критерий выполняется на протяжении всего процесса сжатия (даже при $\delta = 1$).

Таким образом, технологии взрывной импульсной мощности на базе дисковых ВМГ позволяют сжать плазму током ~ 100 МА за время ~ 1 мкс и достичь порога зажигания.

3.4. Экспериментальная проверка устойчивости сжатия

Для проверки изложенной концепции, идей и отработки методологии проведения опытов на зажигание со сверхмощным дисковым ВМГ диаметром 1 м при токе ~ 100 МА целесообразны эксперименты с менее мощными генератором и лазером.

Мы планируем проверить эту концепцию экспериментально с использованием дискового ВМГ среднего класса ($\varnothing 0.4$ м). При этом целесообразно использовать в качестве рабочего ДД газ и для снижения требований к энергии ЛИ умень-

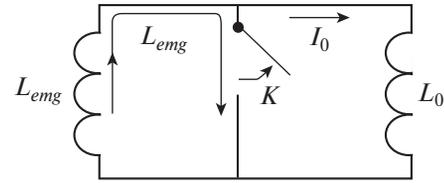


Рис. 8. Схема коммутации тока.

шить как начальную температуру, так и плотность газа.

Из (3) следует, что для создания плазменного шнура с температурой $T_0 = 0.1$ кэВ и высотой $h = 10$ см необходим импульс ЛИ длительностью $\tau = 0.4$ мкс. При плотности плазмы $\rho_0 = 8 \times 10^{-5}$ г/см³ и температуре $T_0 = 0.1$ кэВ пробег излучения $l_v \sim 1.6$ см, то есть $l_v \ll h$. Требуемая энергия ЛИ — $E = \pi r_0^2 Q$, где флюенс ЛИ — Q определяется из (3). При радиусе плазменного шнура $r_0 = 0.5$ см энергия ЛИ составляет $E = 11$ кДж.

Схема лазерной установки на основе ВФДЛ с энергией $E \sim 10$ кДж и длительностью ЛИ $\tau \sim 0.4$ мкс представлена на рис. 9.

Силовой усилитель представляет собой металлический цилиндр $\varnothing 500$ мм, заполненный рабочим газом. Инверсия создается на фронте ударной волны, создаваемой цилиндрическим зарядом ВВ $\varnothing 100$ мм. Задающий генератор формирует импульс ЛИ длительностью 0.4 мкс, который усиливается предусилителем энергии до 300 Дж. После прохождения каскадов силового усиления на выходе формируется импульс ЛИ с энергией ~ 10 кДж и длительностью ~ 0.4 мкс.

Основные принципы построения и обоснования предлагаемой схемы лазерной установки изложены в работах [46–50].

Плазменный параметр $\beta = 1$ для описанных характеристик плазмы реализуется при напряженности магнитного поля $H_0 = 440$ кГс. Из условия (7) получаем, что для сжатия плазменного шнура лайнером с начальным радиусом $r_0 = 1$ см в $\delta = 20$ раз по радиусу необходим ток с амплитудой $I_0 \sim 30$ МА.

Ток амплитудой ~ 30 МА с временем нарастания ~ 1 мкс можно реализовать с применением источника импульсной мощности на базе 30 элементного дискового ВМГ среднего класса ($\varnothing 0.4$ м).

Расчетное моделирование проводилось в приближении одножидкостной, однотемпературной МГД в одномерной (r, t) и двумерной (r, z, t) постановках. При проведении расчетов учитывались электронная и ионная теплопроводности как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля, объемные потери на тормозное излучение [39]. Погонная масса лайнера составляла

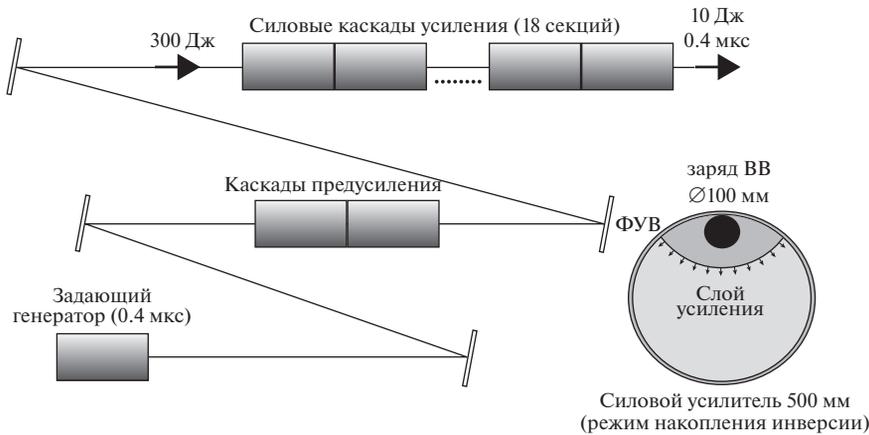


Рис. 9. Схема лазерной установки.

$m = 3.7$ г/см, начальное магнитное поле $H_0 = 180$ кГс. В расчетах учитывались потери на тормозное излучение и теплопроводность плазмы как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля.

Результаты одномерных расчетов представлены на рис. 10, 11.

Ток дискового ВМГ амплитудой ~ 30 МА реализовал сжатие плазменного столба в $\delta \sim 15$ раз за время ~ 1.4 мкс. Амплитуда магнитного поля в момент максимального сжатия составила $H_z \sim 40$ МГс. Наблюдаемые осцилляции поверхности плазмы (см. рис. 11) связаны с генерацией магнитозвуковых волн.

На рис. 12 представлены зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени. Видно, что полный выход составил $\sim 10^{14}$ ДД нейтронов за импульс. На рис. 13 представлены аналогичные зависимости, полученные в двумерном расчете. Учет продольной газодинамической разгрузки и теплопроводности вдоль

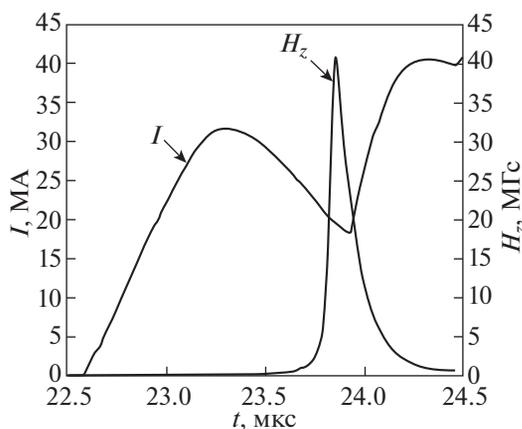
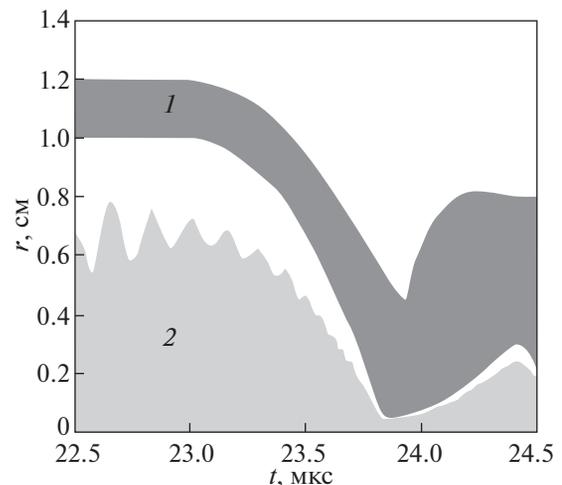
силовых линий магнитного поля снижает выход нейтронов примерно на порядок.

По степени совпадения расчетных кривых с зарегистрированными в будущих экспериментах, можно будет судить об устойчивости сжатия, наличии примесей тяжелых элементов, о влиянии продольных разгрузки и теплопроводности на параметры сжимаемой плазмы, то есть о работоспособности предлагаемой схемы сжатия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности современных дисковых ВМГ позволяют достичь порога зажигания мишени как в схеме с непрямым облучением РИ Z-пинча, так и в схеме со сжатием замагниченной горячей плазмы.

В схеме с непрямым облучением РИ необходимо реализовать систему формирования тока амплитудой ~ 100 МА с временем нарастания ~ 100 нс. Схема такого формирователя тока име-

Рис. 10. Расчетные зависимости тока дискового ВМГ — I и напряженности магнитного поля — H_z на оси системы от времени.Рис. 11. Расчетные зависимости от времени координат поверхностей лайнера — I и плазмы — 2 .

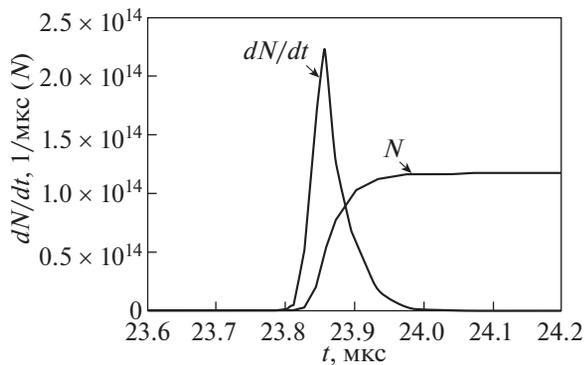


Рис. 12. Зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени, полученные в одномерном расчете.

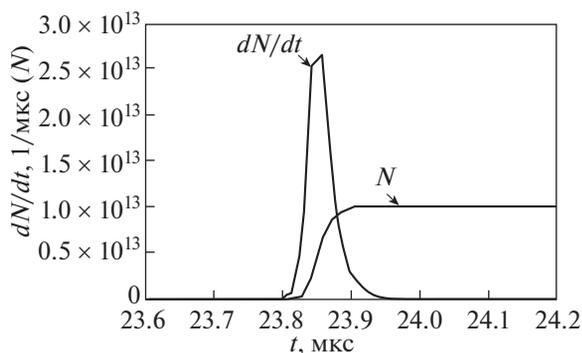


Рис. 13. Зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени, полученные в двумерном расчете.

ется. Ее принципиальная работоспособность проверена в экспериментах с формированием тока амплитудой ~ 5 МА.

Схема сжатия замагниченной плазмы требует экспериментального подтверждения работоспособности. Предложена редакция таких модельных экспериментов с уровнем энергетики источника импульсной мощности на порядок меньше требуемой для достижения порога зажигания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hurricane O.A., Callahan D.A., Caseey D.T., Celliers P.M., Cerjan C., Dewald E.L., Dittrich T.R., Doppler T., Hinkel D.E., Berzak Hopkins L.E., Kline J.L., LePape S., Ma T., MacPhee A.G., Milovich J.L., Pak A., Park H.-S., Patel P.K., Remington B.A., Salmonson J.D., Springer P.T., Tommasini R. // *Nature*. 2014. V. 510. P. 432. <https://doi.org/10.1038/nature13533>
- Desjarlais M.P., Marder B.M. // *Phys. Plasmas*. 1999. V.6. № 5. P. 2057. <https://doi.org/10.1063/1.873460>
- Vesey R.A., Herrmann M.C., Lemke R.M., Desjarlais M.P., Cuneo M.E., Stygar W.A., Bennett G.R., Campbell R.B., Christenson P.J., Mehlhorn N.A., Porter J.L., Slutz S.A. // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14. C. 056302. <https://doi.org/10.1063/1.2472364>
- Slutz S.A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo V.E. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. № 5. P. 056303. <https://doi.org/10.1063/1.3333505>
- Slutz S.A., Vesey R.A. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 2. C. 025003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.025003>
- Харитон Ю.Б., Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // УФН. 1976. Т. 120. Вып. 4. С. 706.
- Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б., Протасов М.С., Данов В.М., Жаринов Е.И. // ДАН. 1979. Т. 247. Вып. 1. С. 83.
- Буйко А.М., Волков Г.И., Гаранин С.Ф., Демидов В.А., Долин Ю.Н., Змушко В.В., Иванов В.А., Корчагин В.П., Ларцев М.В., Мамышев В.И., Мочалов А.П., Мохов В.Н., Морозов И.В., Москвичев Н.Н., Пак С.В., Павловский Е.С., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // ДАН. 1995. Т. 344. Вып. 3. С. 323–327.
- Lindemuth I., Reinovsky R.E., Christian R.E., Ekdahl C.F., Goforth J.H., Haight R.C., Idzorek G., King N.S., Kirpatrick R.C., Larson R.E., Morgan G.L., Olinger B.W., Oona H., Sheehey P.T., Shlaster J.S., Smith R.C., Veeser L.R., Warthen B.J., Younger S.M., Chernychev V.K., Mokhov V.N., Demin A.N., Dolin Y.N., Garanin S.F., Ivanov V.A., Korchagin V.P., Pak S.V., Pavlovskii E.S., Sileznev N.Y., Skobelev A.N., Volkov G.I., Yakubov V.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. № 10. P. 1953–1956. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1953>
- Garanin S.F. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 1998. V. 26. № 4. P. 1230. <https://doi.org/10.1109/27.7225155>
- Garanin S.F., Mamyshev V.I., Palagina E.M. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2006. V. 34. № 5. P. 2268. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878370>
- Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2006. V. 34. № 4. P. 2273. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878368>
- Garanin S.F. Physical processes in MAGO-MTF systems, (in Russian), Sarov, 2012.
- Chernychev V.K., Korchagin V.P., Babich L.P., Burenkov O.M., Dolin Yu.N., Duday P.V., Dudin V.I., Ivanov V.A., Karpov G.V., Kraev A.I., Kudel'kin V.B., Kutysk I.M., Mamyshev V.I., Morozov I.V., Pak S.V., Pollyushko S.M., Shaidullin V.Sh., Skobelev A.N., Tokarev V.A., Volkov A.A., Volkov G.I. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2016. V. 44. № 3. P. 250. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2524211>
- Чернышев В.К., Корчагин В.П., Бабич Л.П., Буренков О.М., Волков Г.И., Долин Ю.Н., Дудин В.И., Иванов В.А., Карпов Г.В., Краев А.И., Куделькин В.Б., Морозов И.В., Пак С.В., Полошко С.М., Скобелев А.Н., Токарев В.А., Зубаерова Р.Р. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. № 2. С. 133. <https://doi.org/10.7868/S0367292118020026>
- Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Hahn K.D., Hansen S.B., Harding E.C., Knapp P.F., Schmit P.F., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Rovang D.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Herrmann M.C., Hess M.N., Johns O., Lamppa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Porter J.L., Robertson G.K., Rochau G.A., Ruiz C.L., Savage M.E., Smith I.C., Stygar W.A., Vesey R.A. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. № 15. P. 155003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.155003>

17. Gomez M.R., Slutz S.A., Knapp P.F., Hank R.D., Weis M.R., Harding E.C., Geissel M., Fein J.R., Glin-sky V.E., Hansen S.B., Harvey-Thompson A.J., Jen-nings C.A., Smith I.C., Woodbury D., Ampleford D.J., Awe T.J., Chandler G.A., Hess M.N., Lamppa D.C., My-ers C.E., Ruiz C.L., Sefkow A.B., Schwarz J., Yager-Elorriaga D.A., Jones B., Porter J.L., Peterson K.J., Mc-bride R.D., Rochau G.A., Sinars D.B. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2019. V. 47. № 5. P. 2081.
<https://doi.org/10.1109/TRS.2019.2893517>
18. Knapp P.F., Gomez M.R., Hansen S.B., Glin-sky M.E., Jennings C.A., Sluts S.A., Harding E.C., Hahn K.D., Weis M.R., Evans M. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. № 1. C. 012704.
19. Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Hahn K.D., Han-sen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Ruiz C.L., Sinars D.B., Harding E.C., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-ryang D.C., Smith I.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cu-neo M.E., Harvey-Thompson A.J., Hess M.N., Lamp-pa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Por-ter J.L., Rochau G.A., Savage M.E., Stygar W.A., Ve-sey R.A., Herrmann M.C., Schroen D.G. // *Phys. Plas-mas*. 2015. V. 22. № 5. P. 056306.
<https://doi.org/10.1063/4919394>
20. Сахаров А.Д., Людаев Р.З, Смирнов В.Н., Плю-щев Ю.И., Павловский А.И., Чернышев В.К., Феок-тистова Е.Ф. // ДАН. 1965. Т. 165. С. 65.
21. Сахаров А.Д. // УФН. 1966. Т. 88. Вып. 4. С. 725.
22. Fowler C.M., Garn W.B., Caird R.S. // *J. Appl. Phys.* 1960. V. 31. № 3. P. 588–594.
23. Chernyshev V.K., Demidov V.A., Kazakov S.A., Fet-ISOV I.K., Shevtsov V.A. // Proc. VI th Int. Conf. Me-gagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications 1994 / Ed. V. Cowan and R. B. Spielman. N.Y.: Nova Science Publishers. P. 519.
24. Chernyshev V.K., Volkov G.I., Vakhrushev V.V. // Proc. 2th Int. Conf. Megagauss Physics and Technology, Washington, 1980 / Ed. by P.J. Turchi. N.Y.–L.: Ple-num Press. P. 663.
25. Петрухин А.А., Голубев В.В., Данов В.М., Мамы-шев В.И., Павловский Е.С., Прокопов В.А., Прото-сов М.С., Чернышев В.К., Шевцов В.А., Якубов В.Б. // Сб. тр. 3-й междуна. конф. Сверхсильные магнит-ные поля. Физика. Техника. Применение, Ново-сибирск, 1984 / под ред. В.М. Титова, Г.А. Швецо-ва. М.: Наука. С. 384–387.
26. Гриневич Б.Е., Демидов В.А., Ивановский А.В., Селе-мир В.Д. // УФН. 2011. Т. 181, № 41. С. 422–427.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0181.201104k.0422>
27. Чернышев В.К. // Сб. докл. VII Межд. конф. Мега-гауссная и мегаамперная импульсная технология и применение, Саров, 1996 / Под ред. В.К. Черны-шева, В.Д. Селемира, Л.Н. Пляшкевича, Саров: ВНИИЭФ. С. 41–58.
28. Garanin S.G., Ivanovsky A.V., Mkhitarayan L.S. // *Nucl. Fusion*. 2011. V. 51. № 10. С. 103010.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103010>
29. Chernyshev V.K., Kucherov A.I., Mezhevov A.I., Vakhru-shev V.V. // In: Proc. 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Baltimore, Maryland USA, 1997 / Ed. G. Co-opperstein, I. Vitkovitsky Omnipress. P. 1208–1212.
30. Ivanovsky A.V. // Proc. XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Relation Topics, Suzhou, China, 2010 / Ed. Sun Chengwei and Liu Cangli P. 32–43.
31. Demidov V.A., Kraev F.I., Mamyshev V.I., Petru-khin A.A., Pogorelov V.P., Chernyshev V.K., Sytv-tsov V.A., Shpagin V.I. // Proc. 5 th Int. Conf. Me-gagauss Field and Pulsed Power Systems, Novosibirsk, USSR, 1989 / Ed. V. M. Titov and G. A. Shvetsov N.Y.: Nova Science Publishers. 1990. P. 351.
32. Базанов А.А., Бочков Е.И., Гаранин С.Г., Дудай П.В., Зименков А.А., Ивановский А.В., Климущин К.Н., Комаров В.М., Краев А.И., Куделькин В.Б., Мамы-шев В.И., Полюшко С.М., Цибилов З.С., Шапова-лов Е.В. // ДАН. 2019. Т. 48. № 4. С. 355.
<https://doi.org/10.31857/S0869-56524894355-357>
33. Райзер Ю.П. Основы современной физики газо-разрядных процессов. М. Наука, 1980.
34. Felber F.S., Malley M.M., Wessel F.J., Matzen M.K., Palmer M.A., Spielman R.B., Liberman M.A., Veliko-vich A.L. // *Phys. Fluids*. 1988. V. 31. № 7. P. 2053.
<https://doi.org/10.1063/1.866657>
35. Golberg S.M., Liberman M.A., Velikovich A.L. // *Plas-ma Phys Contr. Fusion*. 1990. V. 32. № 5. P. 319.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/32/5/002>
36. Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П. // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 1999. Вып. 1. С. 3.
37. Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н., Попов Н.А. // Атомная энергия. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 121.
38. Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П., Селе-мир В.Д. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 11.
39. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
40. Гаранин С.Г. // Атом. 1997. № 68. Саров. С. 29.
41. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 5. С. 1673.
42. Зуев В.С. // Труды ФИАН. 1992. Т. 225.
43. Зуев В.С. // Квантовая электроника. 1992. Т. 24. № 12. С. 1105.
44. Аржанов В.П., Борович Б.П., Зуев В.С., Казан-ский В.М., Катулин В.А., Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Куратов Ю.В., Куряпин А.И., Носач О.Ю., Сину-цын М.В., Стойлов Ю.Ю. // Квантовая электрони-ка. 1992. Т. 19. № 2. С. 135.
45. Vasko M.M., Kemp A.J., Meyer-ter-Vehn J. // *Nucl. Fision*. 2000. V. 40. № 1. С. 59.
46. Бессараб А.В., Долгополов Ю.В., Жидков Н.В., Ки-риллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Куликов С.М., Муру-гов В.М., Николаев В.Д., Певный С.Н., Рядов А.В., Смирнов А.Б., Смышляев С.П., Сухарев С.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1988. Т. 52. № 2. С. 333.
47. Pevny S.N., Eroshenko V.A., Kulikov S.M., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Smyshlyayev S.P., Sucharev S.A. // Proc. SPIE 1980. 1993. P. 18.
48. Eroshenko V.A., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kuli-kov S.M., Pevny S.N., Smyshlyayev S.P., Sucharev S.A. // Proc. SPIE 2095. 1993 / Ed. Arthur A. Mak. P. 134.
49. П'каев Р.И., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kuli-kov S.M., Pevny S.N., Ryabev L.D., Sukharev S.A., George E.V., Kuzubov A.S., Storm E. // Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion, Paris (France), 1994. P. 191.
50. Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kulikov S.M., Pevny S.N., Sukharev S.A. // Proc. 12th Int. Conf. on Laser Interac-tion and Related Plasma Phenomena, Osaka (Japan), 1995. V. II. P. 866.

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПРОДУКТАХ ВЗРЫВА ТОНКИХ МОЛИБДЕНОВЫХ ПРОВОЛОЧЕК© 2022 г. В. М. Романова^а *, И. Н. Тиликин^а, А. Е. Тер-Оганесьян^а, А. Р. Мингалеев^а,
Т. А. Шелковенко^а, А. И. Хирьянова^а, С. А. Пикуз^а^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: vmr@inbox.ru

Поступила в редакцию 14.09.2021 г.

После доработки 01.10.2021 г.

Принята к публикации 05.10.2021 г.

Представлены результаты лазерного зондирования продуктов электрического взрыва тонких молибденовых проволок в воздухе (20 кВ, 10 кА, 350 нс). Теневые и интерферометрические изображения разрядного промежутка фиксировались в один и тот же момент времени с помощью зондирующего излучения на двух длинах волн ($\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм). Сопоставление изображений показывает, что на достаточно поздней стадии расширения (микросекунда и более после начала тока) увеличение длины волны зондирования приводит к существенному возрастанию прозрачности так называемого ядра – наиболее долгоживущих и относительно плотных остатков вещества проволоки. Этот факт хорошо объясняется, если принять во внимание, что вещество ядра в значительной степени состоит из малых, порядка ста нанометров, частиц, рассеяние на которых подчиняется рэлеевской зависимости от длины волны ($\sim \lambda^{-4}$). Приведенные материалы показывают, что в исследованиях по ЭВП фактор рассеяния должен обязательно приниматься в расчет при анализе данных теневого и интерферометрического зондирования.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, лазерное зондирование, рэлеевское рассеяние, конденсированное вещество, фазовые переходы

DOI: 10.31857/S0367292122020135

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало современного этапа изучения электрического взрыва тонких проволок (ЭВП) можно отнести к середине прошлого столетия. Материалы прошедших тогда четырех конференций [1], обобщивших результаты этих исследований, содержат работы практически по всем направлениям ЭВП, многие из которых продолжают успешно развиваться. В тот классический период были заложены основы представлений о физике взрыва проволок, работающие по сей день, однако окончательной ясности в картине происходящих при ЭВП процессов по-прежнему нет. Из-за чрезвычайной сложности физики быстрого нагрева металла соответствующая теория до сих пор не создана, а интерпретация экспериментальных данных постоянно наталкивается на трудности. Происходящие в момент взрыва фазовые переходы охватывают термодинамическую область всех метастабильных и лабильных состояний в окрестности критической точки, при этом в разных частях нагрузки могут одновременно протекать разные процессы. Хотя традиционно их принято связывать почти исключительно с быстрым

испарением металла и с последующим пробоем образовавшегося пара, уже в ранних работах по ЭВП встречаются свидетельства более сложного поведения вещества. Таковы, например, наблюдения продуктов взрыва проволоки в виде плотной (по всей вероятности, жидкой) оболочки полого ядра, погруженного в паровое окружение [2], а также в виде пенообразной смеси металлических пузырей и жидкого металла [3].

В конце 1990-х годов было установлено, что продукты взрыва обладают структурой “корона-ядро” – с плазменно-паровой наружной и пенообразной внутренней областями [4, 5]. Возникновение этих двух резко несхожих фазовых состояний подробно обсуждается в работе [6]. Качественный анализ происхождения и дальнейшей эволюции продуктов ЭВП позволяет связать их с различными типами взрыва – соответственно, фазового [7, 8] и кавитационного [9, 10]. Первый из них (так называемый фазовый) протекает во внешней части проводника, где важно влияние магнитного давления на термодинамику испарения, тогда как кавитационный – во внутренней области проволоки, там, где замагниченность

электронов невозможна. Не вдаваясь в подробности рассмотрения этих сценариев, отметим, что в итоге оба они обосновывают содержание в продуктах фазовых переходов значительного количества фрагментов конденсированного вещества. В зависимости от типа перехода оно различается по своим свойствам: фазовый взрыв приводит к образованию малых жидких металлических капель, а кавитационный — диэлектрических, с небольшой примесью заряженных, частиц. В последнем случае переход металл—диэлектрик происходит в ходе быстрого расширения вещества, взрывающегося по этому типу. Мелкие капли, порождаемые в приосевой области проволоочки, продолжая свое движение, проникают далеко в глубину окружающего пара; в результате в нем происходит перемешивание капель разного происхождения. Разработка более подробной модели требует конкретных знаний о локальных (не усредненных по сечению проволоочки) параметрах вещества, находящегося в процессе быстрого нагрева и распространения по нему волны разгрузки — сначала к оси проводника, а затем отраженной от оси к поверхности. Отсутствие необходимых экспериментальных данных не позволяет в настоящее время получить надежную теоретическую оценку размера и состояния вещества капель, однако само их наличие в продуктах взрыва проволоочек представляется более чем вероятным — причем, что важно, для широкого диапазона значений энерговклада, включая близкие к энергии атомизации и даже превышающие ее. Частицы конденсированного вещества в принципе могут иметь микронный, субмикронный, а также значительно меньший размер — от десятков нанометров до нескольких ангстремов (то, что именуется наночастицами). Неизбежность появления конденсированной материи в родственной ситуации фазовых переходов при распространении ударных волн обсуждалась еще в книге Зельдовича и Райзера [11], а получение нанопорошков методом взрыва тонких проводников является предметом одной из наиболее активно развиваемых сейчас прикладных областей электрофизики [12–14]. В эксперименте присутствие капель было наглядно продемонстрировано в работе [15]: на рентгеновском изображении взрыва двух параллельных золотых проволоочек видно, что керны, расширяясь, без всякого взаимодействия проходят сквозь друг друга, что говорит о большой доле капель в смеси и о баллистическом характере их движения.

Тем самым можно констатировать, что в продуктах взрыва тонких проволоочек (как в плотной среде, так и в вакууме) следует ожидать присутствия, наряду с паром, вещества в виде жидких капель и микрокапель, твердых микрочастиц, а также пены. Однако экспериментально наблюдать отдельные капли или частички практически

невозможно — не только на наиболее ранней, весьма кратковременной стадии собственно взрыва, но даже в процессе последующего за ним относительно длительного разлета вещества. Этому препятствуют технические реалии высокоточных экспериментов, малость размеров и времени существования объекта, а также в целом сложность реализации оптического фотографирования микрообъектов в динамике и с предельно достижимым разрешением. В нанопорошковых исследованиях для определения размеров и формы образовавшихся частиц используется высокоразрешающая оптика (электронные, сканирующие и туннельные микроскопы). Однако подобные измерения производятся в стационарных условиях, причем спустя значительное время после завершения всех активных процессов, и они не могут предоставить однозначную информацию о физике самого взрыва, т.е. о свойствах продуктов фазовой трансформации на стадии вложения энергии и разлета вещества. Обычное же лазерное зондирование, стандартно применяемое в экспериментах по ЭВП, редко имеет пространственное разрешение лучше 20 мкм (хотя существуют отдельные исключения — например, в работе [16] получены изображения десятимикронного плазменного объекта с разрешением 3 мкм, что довольно близко к дифракционному пределу используемой оптики). Чтобы “разглядеть” более мелкие объекты, приходится применять рентгенографию — например, с X-пинчем в качестве источника просвечивающего излучения [17]. Эта диагностика способна обеспечить в мягком рентгеновском диапазоне пространственное разрешение порядка 1 мкм, и именно с ее помощью впервые удалось увидеть фрагментированность продуктов ЭВП и зафиксировать, в частности, гетерогенность вещества керна [5]. Однако данная методика применима только в условиях вакуума, а кроме того, она не может считаться широкодоступной, поскольку требует использования сильноточных генераторов со скоростью нарастания тока не меньше 1 кА/нс, что само по себе является сложной технической задачей.

Мелкодисперсные продукты взрыва можно, тем не менее, обнаружить непосредственно в ходе их адиабатического расширения и методами обычного лазерного зондирования. Более того, лазерные изображения, свидетельствующие о присутствии малых (≤ 1 мкм) частиц вещества, иногда публикуются в литературе по ЭВП — но, как правило, их не трактуют в нужном ключе. Дело в том, что основным механизмом ослабления просвечивающего излучения считается его поглощение в продуктах взрыва или рефракция на границах плотности. Во всяком случае, по отношению к так называемому “плотному керну” подобная интерпретация обычно принимается без доказательств. Однако в процессе взрывного раз-

лета вещества его плотность неизбежно и резко падает, поэтому, начиная примерно с десятикратного расширения проволоочки, эффективность обоих вышеуказанных процессов ничтожна. Как было впервые показано в работе [18], среди реальных факторов, отвечающих за формирование лазерного изображения, наиболее существенным является эффект рассеяния света при его прохождении через среду, содержащую конгломерат малых (размером менее 1 микрона) частичек вещества.

Ослабление падающего на рассеивающие центры излучения описывается законом Бугера

$$I = I_0 \exp(-n\sigma_0 L), \quad (1)$$

где n – среднее количество капель в единице объема, σ_0 – сечение рассеяния на одной частице и L – длина пути света в веществе. Сечение рассеяния для излучения с длиной волны λ на сферической капле диаметром $a \leq \lambda$ составляет

$$\sigma_0 \approx 4/3(2\pi)^5 a^6 / \lambda^4 \quad (2)$$

(см., например, [19]).

При высокой концентрации капель подходящего размера эффект ослабления излучения с данной длиной волны может стать весьма значительным даже в случае сильного расширения материала проволоочки. В частности, это было продемонстрировано в экспериментах по взрыву в вакууме проволоочек из золота [20]. Тогда как все прочие причины ослабления (экстинкции) проходящего излучения – рефракция на границах объекта, поглощение света паровой составляющей продуктов взрыва, поглощение свободными электронами, а также другие, в том числе классическое молекулярное рассеяние на флуктуациях пара – при уменьшении средней плотности вещества очень быстро становятся крайне незначительными [18]. Логично предположить, что в этом случае формирование полученных теневых изображений происходит именно за счет рассеяния света при прохождении им капельно-паровой взвеси, содержащей частички конденсированного вещества соответствующего размера. В формировании подобных изображений, как это следует из (2), существенную роль играет сильная (в четвертой степени) рэлеевская зависимость сечения рассеяния от частоты зондирования. А именно, с ростом длины волны доля прошедшего без рассеяния света будет резко возрастать – то есть в случае мелкодисперсной среды переход к большим длинам волн должен приводить к ее “просветлению”. Теневые изображения объектов иной природы (жидкой оболочкой зерна или же чисто газовой/паровой составляющей) зависят от длины волны либо вообще не должны, либо – в области, занятой плазмой – давать, наоборот, обратный эффект, поскольку сечение поглощения света

свободными электронами пропорционально длине волны [11]. Тем самым, сопоставляя изображения, полученные в излучении разных длин волн, можно попытаться разделить области, занятые веществом, находящимся в разном фазовом состоянии.

Мелкодисперсная среда способна оказывать существенное влияние и на результаты интерферометрических измерений. Многократное рассеяние лазерного пучка при его прохождении через вещество, содержащее микронные частички, приводит к частичной или полной потере когерентности излучения, что неизбежно сказывается на качестве итоговой интерференционной картины. Контрастность полос при наличии данного эффекта может снизиться вплоть до их исчезновения. Причем, как и в случае теневых изображений, степень воздействия рассеивающих центров на интерферометрическое изображение сильно зависит от длины волны. Из всего этого очевидным образом следует, что в исследованиях по ЭВП при анализе результатов теневого и интерферометрического зондирования необходимо принимать в расчет фактор рассеяния. Это позволит избежать некорректной интерпретации данных, а также в целом будет способствовать получению более адекватной информации о состоянии вещества продуктов взрыва в момент фотографирования.

В представленной работе эффекты, связанные с рассеянием на микрочастицах вещества, демонстрируются на примере взрыва тонких молибденовых проволоочек в воздухе.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И ДИАГНОСТИКА

Эксперименты проводились на небольшом генераторе ГВП (рис. 1) с конденсаторным накопителем при зарядном напряжении до 20 кВ (максимальный ток 10 кА, скорость нарастания до 50 А/нс). В качестве нагрузки служили проволоочки из молибдена диаметром 30 мкм и длиной 6–7 мм. Разрядный промежуток ГВП вмонтирован в вакуумную камеру сильноточного генератора БИН, что позволяет изучать взрыв проводников как в плотной среде, так и в вакууме [21], а при необходимости использовать рентгеновское излучение, производимое в сильноточном разряде, для зондирования продуктов взрыва. Небольшие полукруглые электроды ГВП расположены соосно друг против друга (рис. 1б); такую систему по отношению к проволочке микронного диаметра с приемлемым приближением можно считать плоским диодом. Проволочная нагрузка, закрепленная на оси диода, достаточно сильно удалена от всех поверхностей, находящихся под высоким напряжением (кроме места крепления к аноду). Отметим, что в результате практически снимает-

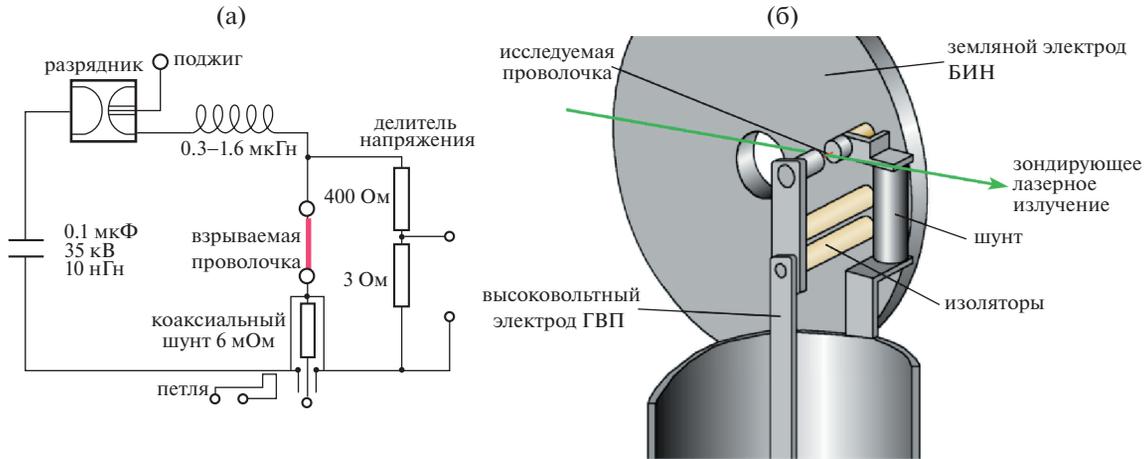


Рис. 1. (а) Генератор для взрыва проволочек ГВП (принципиальная схема); (б) схема расположения электродного узла ГВП в камере БИН.

ся проблема учета радиального электрического поля, весьма существенная при ЭВП в вакууме для устройств с коаксиальными диодами, которые используются в большинстве исследований.

Фотографирование разрядного промежутка в двух длинах волн ($\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм) производилось с помощью оптической многокадровой системы, созданной на основе Nd:YAG лазера Lotis LS-2131M (7–9 нс, 200 мДж на основной частоте). При этом использовалось излучение на выходе кристалла-преобразователя, содержащее обе гармоники, идущие по одному оптическому пути. Схема обеспечивала одновременное получение теневого, ширен- и интерферометрического изображений проволочки в излучении каждой из двух гармоник лазера (рис. 2); более подробно она описана в работе [20]. Для получения интерферограмм использовался однопроходный сдвиговой интерферометр, изготовленный из двух прямоугольных стеклянных призм $20 \text{ мм} \times 20 \text{ мм}$, образующих воздушный клин $3''$ между отражающими поверхностями [22]. Изображения регистрировались цифровыми камерами с матрицами разных типов: зеленый свет – Canon EOS 1100D, с приемником на основе матрицы CMOS, а инфракрасное излучение – Nikon D80 с приемником на основе матрицы CCD. Выбор типа камеры во втором случае был связан с тем, что у фотоаппаратов Nikon была обнаружена чувствительность к основной гармонике лазера, которая, после удаления внутренних фильтров, возросла до приемлемого для диагностических целей уровня¹. Пространственное изображение всей системы было не хуже 15–20 мкм. Синхронизация лазерного и электрического импульсов контролировалась с помощью фотодетектора Thorlabs DET10A/M, установленного на входе вакуумной камеры.

Сигналы тока, производной тока и напряжения, получаемые соответственно с широкополосного шунта, петли и делителя напряжения, регистрировались 500-МГц осциллографом Tektronix TDS 3054B. На основе этих данных можно рассчитать величину энергии, вложенной в проводник на стадии резистивного нагрева, для чего вычисляется интеграл произведения тока и резистивного напряжения. На рис. 3 представлены характерные осциллограммы сигналов тока и напряжения, полученные в одном из разрядов, а также кривая вложенной энергии. Энерговклад рассчитывался до момента $t_{шунт}$, который можно определить по перегибу кривой разрядного тока (окончание штрихованной области 2). После этого резкое возрастание сигнала и возобновление его синусоидальной формы указывает на установление вдоль поверхности проволочки шунтирующего пробоя, перекорачивающего разрядный промежуток (штрихованная область 3), и, тем самым, – на окончание стадии резистивного нагрева. В данном случае величина вложенной энергии в точке $t_{шунт}$ составляла 0.31 Дж.

3. ЛАЗЕРНОЕ ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК

Типичная картина взрыва в воздухе молибденовой проволочки представлена на рис. 4 ($\lambda_2 = 532$ нм, далее “зеленый свет”) и рис. 5 ($\lambda_1 = 1064$ нм, далее “инфракрасное излучение”). Молибден относится к так называемой “вольфра-

¹ Как выяснилось впоследствии, современные камеры Canon после удаления внутренних фильтров также могут быть использованы для регистрации излучения в ближнем инфракрасном диапазоне. Этот вопрос требует дополнительного изучения, поскольку он может представлять интерес для малобюджетных исследований.

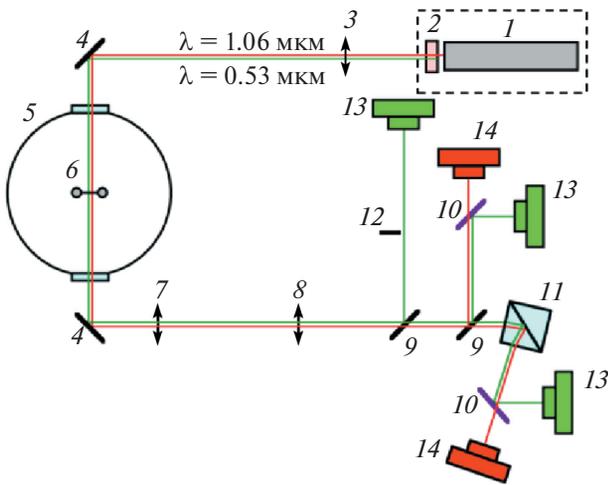


Рис. 2. Оптическая схема исследования процессов взрыва вакуумной нагрузки. 1 – лазер LS-2131M; 2 – КТР преобразователь во 2-ю гармонику; 3 – расширитель пучка (телескоп); 4 – поворотные зеркала; 5 – вакуумная камера; 6 – взрывающаяся проволочная нагрузка; 7 – объектив Sigma 70–300 mm F4-5.6 DG Macro 1 (~100 линий мм⁻¹); 8 – объектив ЭРА-13 (360 мм, 350 линий мм⁻¹); 9 – делительные пластины; 10 – ИК-фильтры; 11 – сдвиговой интерферометр; 12 – нож шлирен-системы; 13 – фотокамера Canon 1100D; 14 – фотокамера Nikon D80.

волочки, наступающее по окончании резистивной фазы нагрева, протекает менее бурно, без образования большого количества крупномасштабных неустойчивостей [21]. Наиболее плотная часть продуктов взрыва, так называемый kern, расширяется в этом случае сравнительно медленно, поэтому цилиндрическая ударная волна, образуемая в окружающей среде в момент шунтирующего пробоя, очень быстро отрывается и “убегает” от его поверхности. Фотографирование производилось на достаточно поздней стадии разряда; к этому моменту kern успевает расшириться более чем в 40 раз. На рис. 4 на обоих изображениях, теневом и интерферометрическом, он выглядит темным и бесструктурным, в то время как окружающая kern среда – смесь воздуха и паров металла, по которой распространяется разрядный ток, – остается, наоборот, прозрачной для зондирующего излучения.

Качественно о состоянии вещества “в прозрачной зоне” можно судить по сдвигу интерферометрических полос (рис. 4б). Линии равной фазы, невозмущенные на периферии, при приближении к оси сначала совершают скачок вправо (что в данной оптической схеме соответствует коэффициенту преломления среды $n > 1$), визуализируя уплотнение воздуха в релаксационном слое за фронтом цилиндрической ударной волны [11]. Резкий скачок на самом фронте происходит в слишком узкой зоне пространства, чтобы его можно было отследить на подобном изображении. Ближе к оси полосы смещаются уже влево ($n < 1$), что говорит о наличии плазмы между границами kernа и ударной волны [23]. Вблизи гра-

мовой” группе, объединяющей тугоплавкие резистивные металлы. В отличие от более легкоплавких и хорошо проводящих алюминия, меди или золота взрывное расширение молибденовой про-

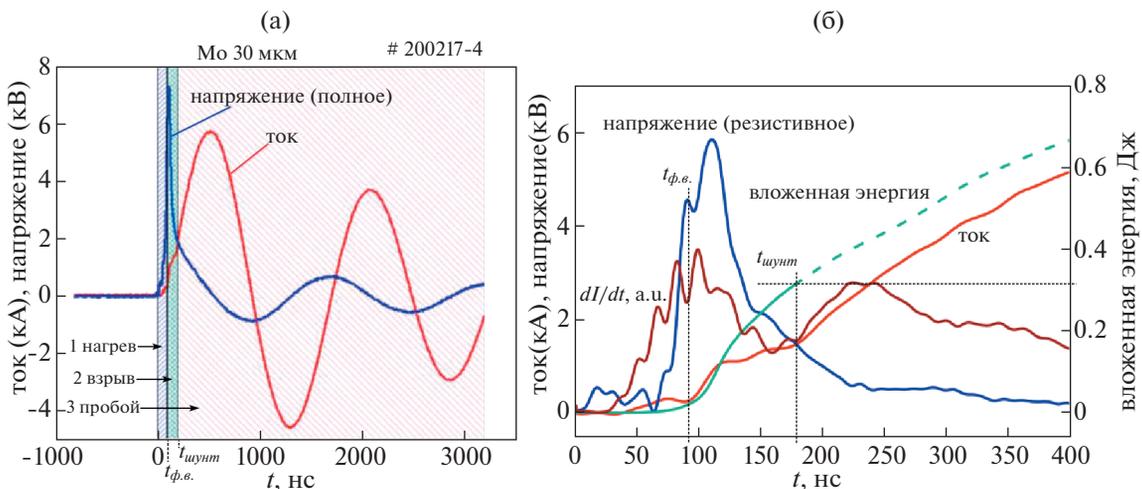


Рис. 3. (а) Осциллограммы тока и напряжения при взрыве проволочки из молибдена (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм). Заштрихованные области соответствуют основным стадиям взрыва проволочки: 1 – нагрев вещества в металлическом состоянии, 2 – собственно взрыв (взрывная потеря металлической проводимости) и 3 – шунтирующий разряд, обеспечивающий плазменную проводимость диодного промежутка; (б) Начальная стадия разряда: ток, резистивное напряжение, dI/dt и кривая вложенной энергии. $t_{ф.в.} = 92$ нс – момент фазового взрыва, $t_{шунт} = 178$ нс – шунтирующий пробой (окончание резистивного нагрева).

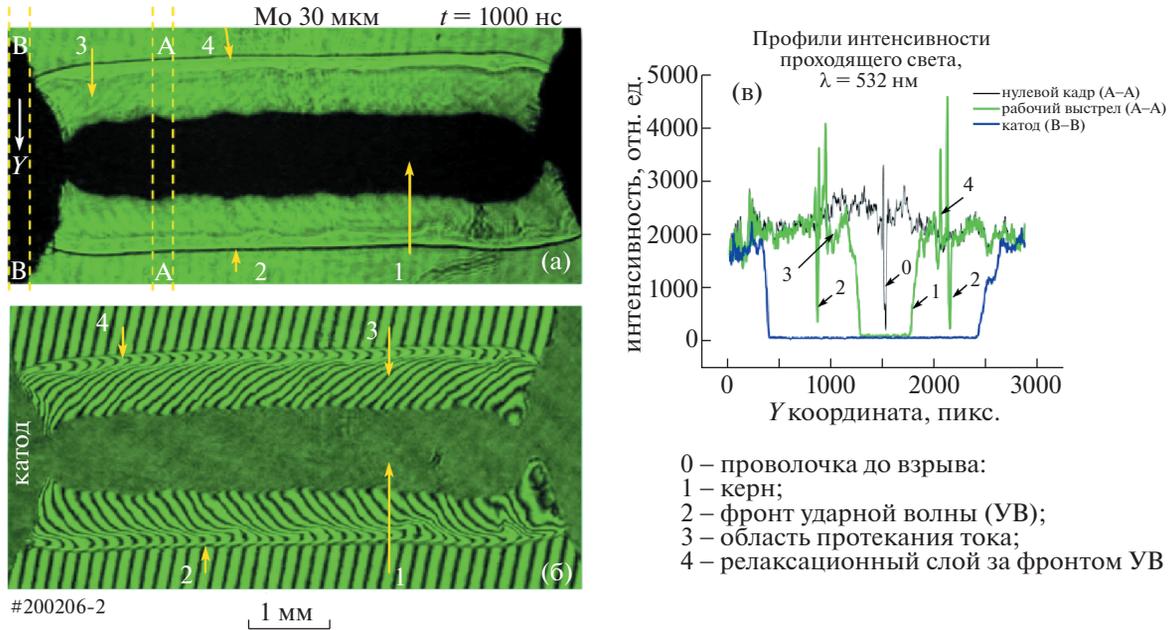


Рис. 4. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с $\lambda_1 = 532$ нм; (в) – профили интенсивности для областей А и В вдоль направления У.

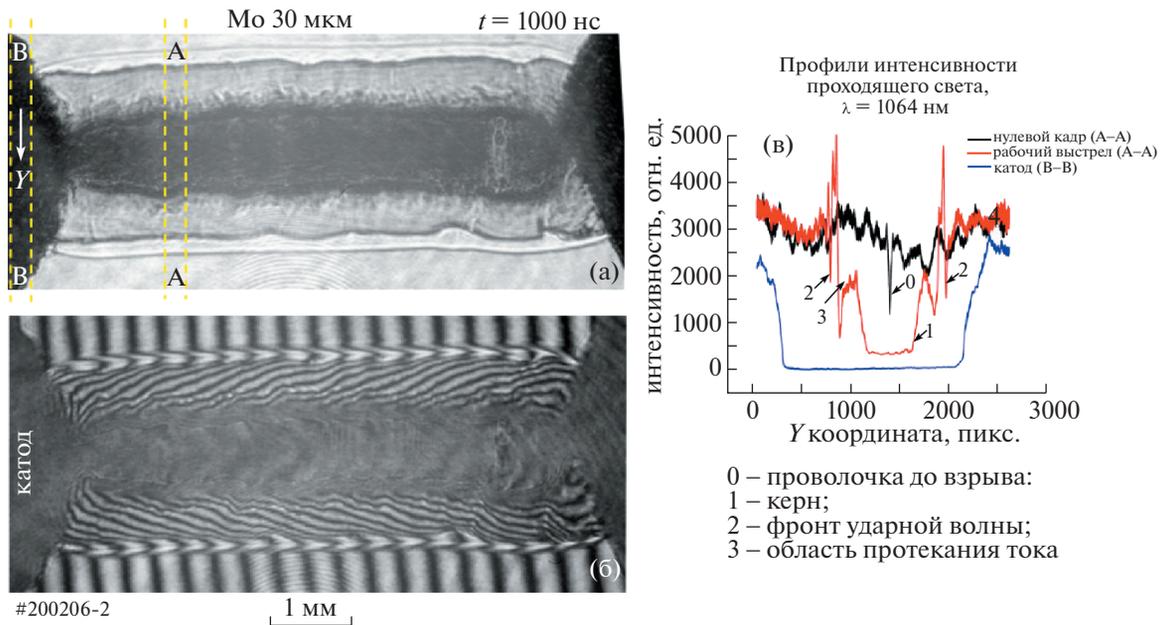


Рис. 5. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с $\lambda = 1064$ нм; (в) – профили интенсивности для областей А и В вдоль направления У.

ницы непрозрачности направление изгиба линий меняется на противоположное (то есть вещество керна нейтрально), однако проследить дальнейший ход полос невозможно: как и на теневом изображении, kern не пропускает излучение лазера.

Оценить количественно плотность электронов в токовом слое по сдвигу полос невозможно, поскольку неизвестно общее количество атомов и ионов воздуха и испаренного металла на всем пути луча, а также их радиальное распределение. Для восстановления профилей атомной и элект-

тронной плотности вещества, помимо использования данных интерферометрических измерений, неизбежно приходится прибегать к произвольным предположениям о составе вещества в каждой из радиальных зон, как это делается в работе [24]. Результат подобных вычислений нельзя признать полностью корректным.

С целью оценить долю прошедшего через керн излучения, для теневого изображения были построены профили интенсивности. Чтобы исключить эффекты автоматической коррекции изображения (гамма, цветового баланса, экспозиции и т.д.), данные для построения профилей извлекались с помощью программного обеспечения dscraw [25] непосредственно из формата CR2. В этом формате амплитуда записанных изображений линейно пропорциональна интенсивности падающего на матрицу излучения, что позволяет проводить их количественный анализ. На рис. 4в показаны профили интенсивности проходящего излучения, построенные для областей А–А и В–В (рис. 4а); первая проходит через исследуемый объект, а вторая выбрана там, где пучок зондирующего излучения заведомо блокировался электродом. Видно, что в центральной (приосевой) области интенсивность засветки за непрозрачным электродом и за керном практически одинакова, что объективно подтверждает визуальное впечатление о том, что излучение через керн действительно не проходит.

Высказанные во Введении соображения позволяют связать непрозрачность керна с многократным рассеянием на субмикронных каплях. Рассеянный свет не попадает в апертуру оптической системы, что и приводит к блокированию зондирующего излучения; этот же эффект разрушает когерентность излучения в интерферометрическом канале. Как результат, в “зеленом” свете оба изображения выглядят непрозрачными. Заметим, что достаточно гладкая поверхность керна на столь поздней стадии взрыва также говорит о присутствии в продуктах взрыва конденсированной фазы. Это обстоятельство, как и сильная экстинкция зондирующего излучения, также противоречит гипотезе о его пребывании исключительно в состоянии пара/плазмы.

В том же разряде, одновременно с видимым, разрядный промежуток был сфотографирован в инфракрасном излучении (основная гармоника лазера, $\lambda = 1064$ нм). Соответствующие изображения и профили плотности для областей А и В приведены на рис. 5. На них присутствуют те же, что и на рис. 4, основные особенности – фронт ударной волны, релаксационный слой, темный цилиндрический керн и светлая область протекания тока между ними, однако теперь керн уже нельзя назвать полностью непрозрачным. Сравнение профилей на рис. 5в показывает, что при теновом

фотографировании через керн проходит приблизительно 10% излучения. Видно, что интенсивность прошедшего сквозь него излучения с некоторой квазипериодичностью меняется вдоль оси. Кроме того, заметно, что внешняя поверхность керна имеет уплотнение в виде более темного слоя вещества, что свидетельствует о его “трубчатом” строении (такая структура у продуктов взрыва проволоочки ранее была зарегистрирована в ряде экспериментов [26]; также она возникает в молекулярно-динамическом расчете [10, 27]).

В свою очередь, на интерферометрическом изображении линии равной фазы можно проследить повсей их длине; они не обрываются на границе керна, как на рис. 4б. Хорошо видно, что во внутренней части линии изогнуты вправо, что говорит об общей нейтральности вещества. Такое повышение прозрачности объекта при увеличении длины волны хорошо согласуется с представлением о присутствии значительного количества микрочастиц в составе продуктов взрыва и о рэлеевском характере рассеяния на них. Действительно, согласно закону Рэлея интенсивность рассеяния света $I \sim 1/\lambda^4$, т.е. для длин волн, различающихся в два раза, она изменяется в 16 раз. Такое сильное возрастание доли прошедшего вперед света у инфракрасного излучения по сравнению с видимым и было зарегистрировано в эксперименте.

На более поздней стадии разлета продуктов взрыва эффект “просветления” при удвоении длины волны зондирования становится более радикальным (рис. 6, 7). Плотность образовавшихся в момент взрыва микрочастиц, а с ней и показатель экспоненты в формуле (1) естественным образом уменьшается по мере роста диаметра керна (для обеих гармоник просвечивающего излучения), однако в данном случае гораздо значимее оказывается сечение рассеяния, резко падающее при увеличении длины волны. Кривые пропускания излучения с длинами волн 532 нм и 1064 нм, построенные в соответствии с формулами (1) и (2), демонстрируют, что такое соотношение для частот, различающихся вдвое, сохраняется в широком диапазоне размеров частиц и их плотности (рис. 8). Действительно, в момент времени $t = 1400$ нс, при 60-кратном расширении проволоочки, когда “инфракрасный” керн пропускает уже около 20% излучения, “зеленый” все еще продолжает оставаться непрозрачным. В результате внутренняя структура керна – как радиальная, так и поперечная – видна на теневых фотографиях только в излучении 1064 нм (рис. 7).

На интерферограммах (рис. 6) полосы сквозь “зеленый” керн по-прежнему не проходят, тогда как на “инфракрасном” кадре они отлично видны на всем своем протяжении, демонстрируя достаточно сложное распределение плотности ней-

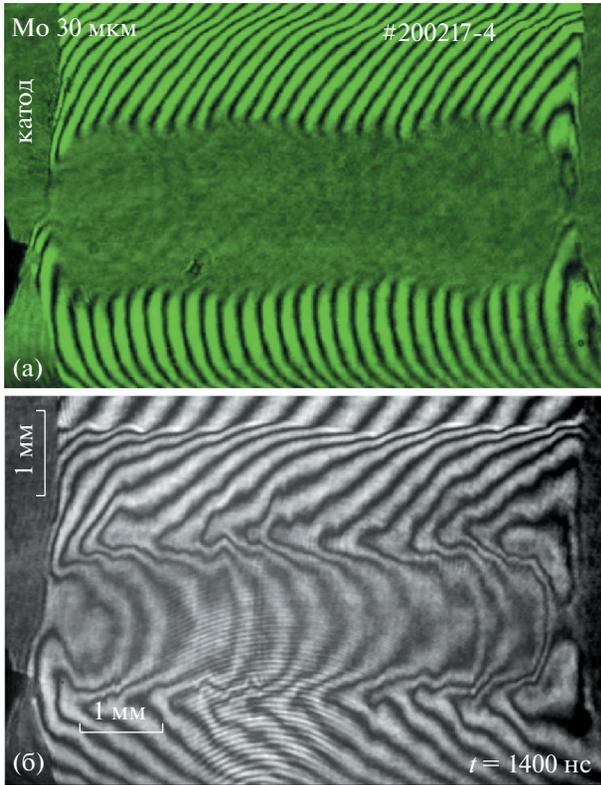


Рис. 6. Интерферометрические изображения взрыва молибденовой проволоочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

трального вещества (внутри) и плазменной оболочки (снаружи) ядра. В частности, как можно заметить, в приосевой зоне практически нет приращения набега фазы, что хорошо согласуется с наблюдением полого (трубчатого) строения “плотного” ядра в более ранний момент времени.

В процессе расширения “стенка” ядра постепенно разрушается, из-за чего профиль плотности на его внешней границе должен приобретать более гладкий вид. По-видимому, именно с этим связан тот факт, что на кадрах, соответствующих разным длинам волн, размеры ядер также разные — диаметр первого больше (рис. 7). Очевидное объяснение: плотность облака разлетающихся микрочастиц уменьшается по направлению от оси, и в процессе расширения наступает такой момент, когда во внешнем слое ядра она все еще достаточна для эффективного рассеивания зеленого света, но уже недостаточна для рассеивания инфракрасного, и поэтому вещество в этой области становится для него прозрачным.

Впечатляющая разница между изображениями в “зеленом” и “инфракрасном” каналах сохраняется вплоть до самых поздних моментов расширения (рис. 9). Хорошо видно, что после

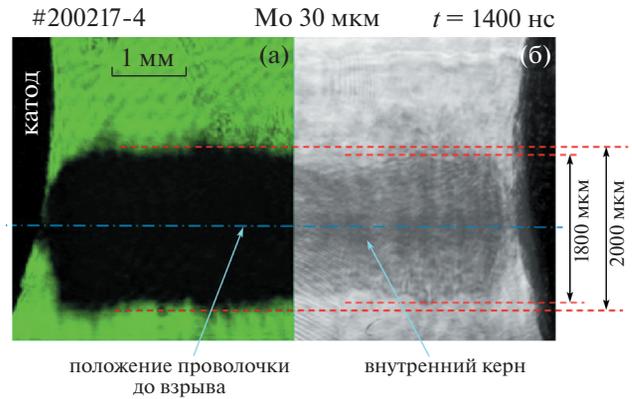


Рис. 7. Совмещенные теньевые изображения взрыва молибденовой проволоочки в излучении с $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

трех микросекунд расширения на изображении, полученном в излучении 1064 нм, ядро как таковое окончательно исчезает — на его месте можно проследить лишь небольшое количество локальных затемнений, а также следы остаточной поперечной структуры (рис. 9б). При этом на изображении с длиной волны 532 нм, полученном одновременно с ним, объект все еще практически непрозрачный ($I/I_0 \approx 2\%$) и обладает видимой связностью (рис. 9а). Привычное название “ядро” по отношению к нему, как нам представляется, применять не вполне верно. При всей размытости этого термина он все-таки подразумевает нечто, обладающее поверхностью с определенной границей. Если на “зеленом” теньевом изображении (рис. 9а) такая граница, хоть и не совсем четкая, все же прослеживается, то говорить о какой-либо поверхности у “инфракрасного” изображения трудно. Весьма показательным является также практически полное отсутствие границ на соответствующем шпирен-изображении (рис. 9в): межэлектродное пространство заполнено лишь множеством светлых пятен — хаотических следов рассеянного микрокаплями света. Сравнение изображений на рис. 9 особенно ясно демонстрирует, что между понятиями “непрозрачный” и “плотный” существует принципиальная разница, которая обычно игнорируется при использовании термина “плотный ядро” в литературе по ЭВП.

Зная степень ослабления зондирующего излучения при том или ином диаметре расширения ядра, можно попытаться оценить размер рассеивающих центров (в предположении их сферической формы и отсутствия разброса по диаметрам). Если счесть, что все первоначальное вещество проволоочки превратилось в капли, то по пропусканию 10 и 20% инфракрасного излучения их диаметр рассчитывается как 55 нм; это дает

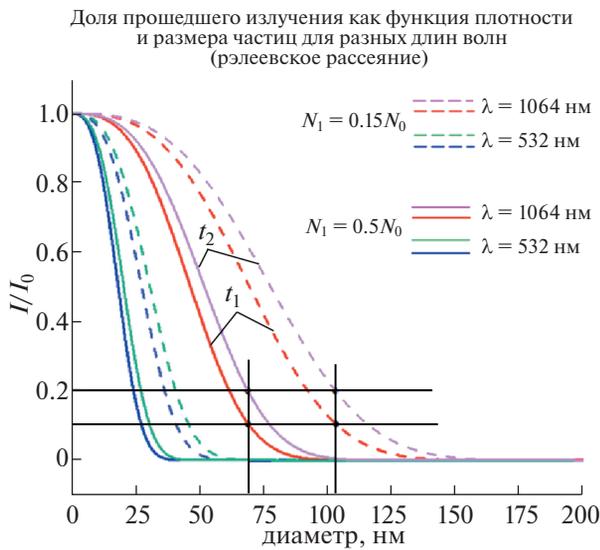


Рис. 8. Пропускание зеленого и инфракрасного излучения в разные моменты расширения (расчет для центральной части зерна). $t_1 = 1000$ нс (рис. 4, 5) и $t_2 = 1400$ нс (рис. 6, 7).

оценку размера капель снизу. Если же более реалистично предположить, что значительная часть вещества все-таки преобразовалась в пар, а в каплях содержится, например, только половина исходного вещества, получим диаметр 70 нм (рис. 8). Продолжая произвольно уменьшать предполагаемую плотность капель, формально будем получать все возрастающий размер частиц – вплоть до значений, близких и даже превышающих длину волны просвечивающего излучения для второй гармоники лазера. Однако для частиц, размер которых сравним и тем более превышает длину волны, доминирующим механизмом было бы рассеяние Ми, сечение которого слабо зависит от частоты света [19]. В представленных же здесь экспериментальных данных во всем диапазоне расширений видимого зерна, начиная с десятикратного, наблюдается очень сильная, рэлеевская зависимость от λ . Это соображение требует ограничить сверху диаметр рассеивающих центров величиной $\leq 1/5\lambda$ (для гармоники 532 нм). Принимая все это во внимание, можно предположить, что наиболее вероятное значение

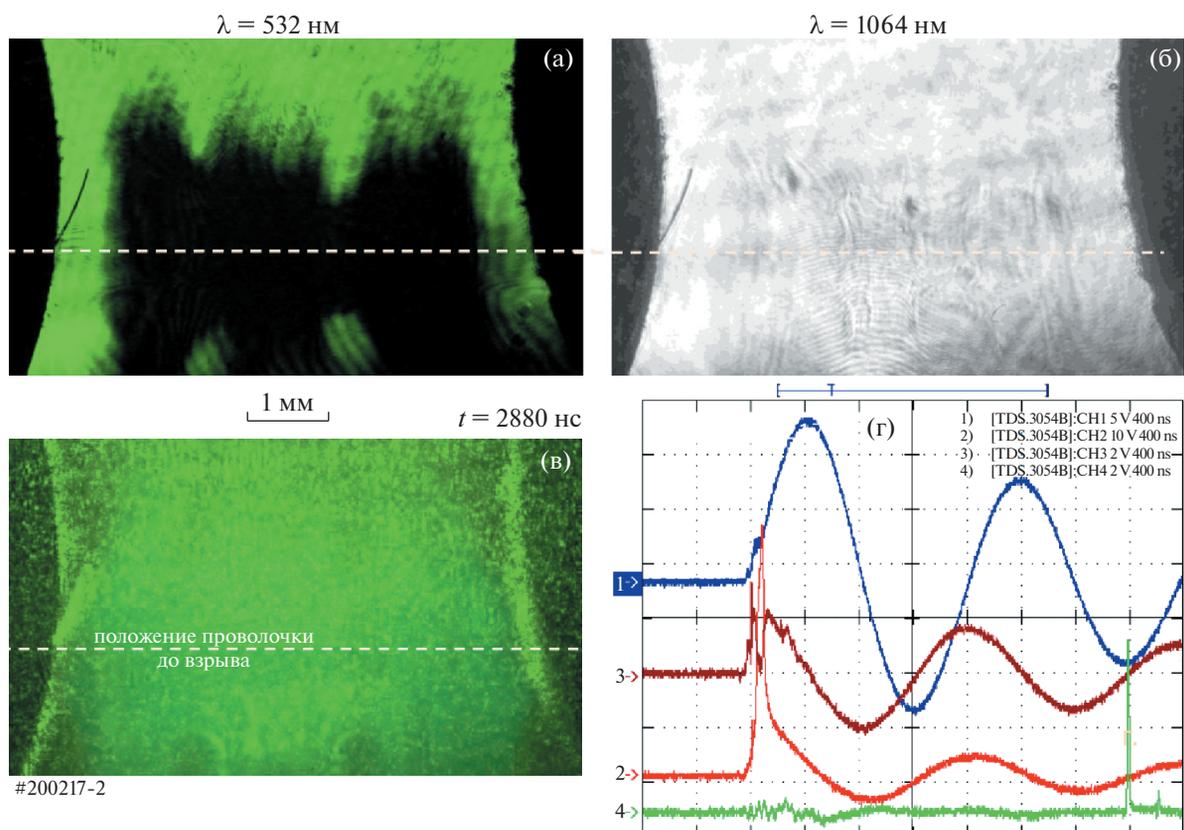


Рис. 9. Поздняя стадия взрыва молибденовой проволоочки (диаметр 30 мкм). Теневые изображения в излучении лазера с длинами волн $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б); шлирен-изображение в излучении $\lambda = 532$ нм (в); сигналы осциллографа (г): 1 – ток, 2 – напряжение, 3 – сигнал с петли, 4 – сигнал датчика лазера. Штрихованная линия на (а–в) показывает положение проволоочки до взрыва.

размера капель при взрыве молибденовой проволоки лежит в диапазоне от 70 до 100 нанометров. Количество образовавшихся при этом микрочастиц будет, соответственно, составлять от 50 до 15% от исходного вещества.

Для того, чтобы с помощью данных по ослаблению зондирующего излучения рассчитать размеры микрочастиц с большей точностью, потребовалось бы применение более изощренных моделей. Вычисление по простой формуле Бугера (1) представляет собой скорее оценку “по порядку величины”. Прежде всего, в данном случае никак не учтена наблюдаемая в эксперименте неоднородность продуктов взрыва. Кроме того, вполне вероятно, что в ходе взрыва помимо капель или микрочастиц могло образоваться также конденсированное вещество иной природы, которое в этом случае будет вносить свой вклад в поглощение излучения. Дополнительно ослабить проходящий свет способна, например, плотная (скорее всего, жидкая) стенка трубчатого зерна (рис. 5а) или “внутренний” зерн, существование которого явственно угадывается на фоне более светлого (более прозрачного) основного (рис. 7б). Природа этого внутреннего зерна пока не вполне ясна: в формировании его изображения на теневой картинке могли участвовать и пена, и плотный металлический пар. В любом случае утверждать здесь что-либо определенное на основании одних только теневых изображений довольно трудно; для полноценного анализа требуется привлечение дополнительных диагностических средств. В настоящей работе для этого были использованы шпирен- и интерферометрические изображения – как отмечалось выше, они свидетельствуют скорее в пользу конденсированной фазы, нежели пара.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного анализа можно заключить, что непрозрачность зерна на лазерных изображениях в ЭВП-экспериментах объясняется рассеянием света на малых (меньше длины волны) частицах, формирующихся в ходе взрыва проводника. Тогда как альтернативные гипотезы – поглощение или рефракция просвечиваемого излучения в облаке расширяющегося металлического газа или газоплазменной смеси не согласуются с экспериментальными данными: при сильном расширении вещества эффективность поглощения зеленого света получается неправдоподобно высокой, а прозрачность этого же объекта по отношению к инфракрасному излучению и вовсе не имеет объяснения. Экспериментальным данным более всего соответствует версия о том, что в ходе электрического взрыва тонкого проводника на месте проволоки, помимо пара металла, образуется заметное количество

конденсированной фазы, в том числе микрочастицы размером менее десятой доли микрона. Именно рассеяние на этих частицах вносит определяющий вклад в получение оптических изображений зерна. Тем самым, представленные результаты показывают, что в исследованиях по ЭВП фактор рассеяния должен обязательно приниматься в расчет при анализе данных теневого и интерферометрического зондирования.

В связи с вышеизложенным представляется также необходимым уточнить само понятие “зерн” (и, тем более, “плотный зерн”) применительно к описанию продуктов электровзрыва тонких проводников. До сих пор основным критерием для использования этого термина служила большая (относительно газоплазменного окружения) плотность вещества зерна и наличие у него ограничивающей поверхности. Если рентгеновская диагностика, показывающая интегральную плотность по лучу, еще позволяет судить об этом более-менее уверенно (хотя и не без некоторых оговорок, т.к. зерн может оказаться полым, но с плотной стенкой), то в формировании лазерных изображений с большой вероятностью могут участвовать иные, чем плотность вещества, факторы, а видимые границы невозможно связать с определенным объектом, поскольку они зависят от длины волны зондирования.

Работа поддержана грантом РНФ 19-79-30086. Разработка системы лазерного зондирования была частично поддержана в рамках гранта DE-NA0003764.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Exploding Wires / ed. by *W.G. Chace and H.K. Moore*. New York: Plenum Press, 1959–1968. V. 1–4.
2. *Muller W.* / in Exploding Wires / ed. by *W.G. Chace and H.K. Moore*. New York: Plenum Press. V. 1. P. 186.
3. *Chace W.G.* // *Phys. Fluid*. 1959. V. 2 (2). P. 230.
4. *Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Степневски В., Хаммер Д., Шелковенко Т.А.* // *ЖЭТФ*. 1998. Т. 114. С. 1216. <https://doi.org/10.1134/1.558708>
5. *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 4313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4313>
6. *Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Ter-Oganesyan A.E., Tilikin I.N., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A.* // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 112704. <https://doi.org/10.1063/1.5052549>
7. *Воробьев В.С., Малышенко С.П., Ткаченко С.И., Фортвов В.Е.* // Письма в *ЖЭТФ*. 2002. Т. 75. С. 445. <https://doi.org/10.1134/1.1490002>
8. *Tkachenko S.I., Vorob'ev V.S., Malysenko S.P.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2004. V. 37. P. 495. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/3/030>

9. *Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Воробьев В.С., Левашов П.П., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е.* // ТВТ. 2001. Т. 39 (5). С. 728.
10. *Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Sasorov P.V., Shelkovenko T.A., Knapp P.F., Saylor C.C., Hammer D.A.* // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1426. P. 1207. <https://doi.org/10.1063/1.3686497>
11. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
12. *Kotov Y.A.* // J. Nanopart. Res. 2003. V. 5. P. 539.
13. *Sindhu K., Sarathi R., Chakravarthy S.R.* // Nanotechnology. 2008. V. 19. P. 025703. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/19/02/025703>
14. *Pervikov A., Lozhkotoev A., Bakina O., Lerner M.* // Solid State Sciences. 2019. V. 87. P. 146. <https://doi.org/10.1016/j.solidstatesciences.2018.11.016>
15. *Гуськов С.Ю., Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А.* // Квантовая электроника. 2003. Т. 33 (11). С. 958.
16. *Parkevich E.V., Ivanenkov G.V., Medvedev M.A., Khirianova A.I., Selyukov A.S., Agafonov A.V., Mingaleev A.R., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 11LT01. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaebdb>
17. *Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Хаммер Д.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 234. <https://doi.org/10.7868/S0367292116030070>
18. *Колгатин С.Н., Лев М.Н., Перегуд Б.П., Степанов А.М., Федорова Т.А., Фурман А.С., Хачатурьянц А.В.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 123.
19. *Ван де Хюлт Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностранной литературы, 1957.
20. *Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Parkevich E.V., Tilikin I.N., Medvedev M.A., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Selyukov A.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 175201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abdce5>
21. *Романова В.М., Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Тер-Оганесян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А.* // Физика плазмы. 2015. V. 41. С. 671. <https://doi.org/10.1134/S1063780X15080085>
22. *Pikuz S.A., Romanova V.M., Baryshnikov N.V., Hu M., Kusse B.R., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Hammer D.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 1098. <https://doi.org/10.1063/1.1321746>
23. *Зайдель А.Н., Островская Г.В.* Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
24. *Lu Y., Wu J., Shi H., Zhang D., Li X., Jia Sh., Qiu A.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 072709. <https://doi.org/10.1063/1.5040575>
25. *Khirianova A., Parkevich E., Medvedev M., Smaznova Kh., Khirianov T., Varaksina E., Selyukov A.* // Optics Express. 2021. V. 29. P. 14941. <https://doi.org/10.1364/OE.421460>
26. *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hoyt C.L., Douglass J.D., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Hammer D.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 2520. <https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2440101>
27. *Lv F., Liu P., Qi H., Liu J., Sun R., Wang W.* // Computational Materials Science. 2019. V. 170. P. 109142. <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2019.109142>

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СКОРОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ГИДРАТИРОВАННЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ С ПАРАМИ ВОДЫ

© 2022 г. А. А. Пономарев^{a, b}, Н. Л. Александров^{c, *}

^a Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

^b ГИЦ “Центр Келдыша”, Москва, Россия

^c Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия

*e-mail: nick_aleksandrov@mail.ru

Поступила в редакцию 23.08.2021 г.

После доработки 04.09.2021 г.

Принята к публикации 15.09.2021 г.

Выполнено моделирование методом Монте-Карло свойств гидратированных ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ в чистых O_2 и N_2 , а также в воздухе для различных внешних электрических полей. Определена средняя энергия ионов в этих газах в зависимости от приведенного электрического поля. На основе полученных результатов проведен анализ имеющихся в литературе данных по зависимости констант скорости образования гидратированных ионов от приведенного электрического поля в пределе низких давлений. Показано, что эти константы скорости гораздо слабее зависят от нагрева ионов электрическим полем, чем от одновременного нагрева ионов и нейтральных частиц в термодинамически равновесных условиях. Полученные данные использованы для определения констант скорости образования гидратированных ионов в плазме воздуха в широких диапазонах давления газа и приведенного электрического поля.

Ключевые слова: положительные гидратированные ионы, диссоциативная электрон-ионная рекомбинация, метод Монте-Карло, константа скорости кластеризации ионов, нагрев ионов электрическим полем, слабоионизованная неравновесная плазма

DOI: 10.31857/S0367292122020123

1. ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная разрядная плазма в газовых смесях с парами воды генерируется при развитии разрядов около поверхности воды (газовые разряды с жидкими электродами, в газовых пузырях и пене), а также в условиях атмосферы. Также плазма такого типа встречается при реализации плазменных методов очистки воздуха от вредных примесей, в плазменной медицине, стимулированном плазмой горении и некоторых других приложениях [1–6]. В связи с этим в последнее время с помощью численного моделирования изучаются кинетические свойства разрядной плазмы в H_2O -содержащих газовых смесях. Моделирование кинетики заряженных частиц выполнено для плазмы в парах воды [7–9], во влажном воздухе (см., например, [10–12]), в дымовых газах (например, [13]), в смесях $\text{He}:\text{H}_2\text{O}$ [14], $\text{He}:\text{O}_2$ с малой добавкой влажного воздуха [15], $\text{Ar}:\text{H}_2\text{O}$ [16, 17] и смеси Ar с влажным воздухом [18].

Входными параметрами для моделирования свойств неравновесной плазмы являются константы скорости элементарных процессов, прежде всего – процессов рождения и гибели электронов и ионов. Одним из главных каналов гибели заряженных частиц в молекулярной плазме является диссоциативная рекомбинация электронов с положительными молекулярными ионами. Скорость этого процесса существенно зависит от сорта положительных ионов; в частности, она возрастает примерно на порядок величины, когда простые молекулярные ионы превращаются в кластерные [19, 20]. В плазме газовых смесей с парами воды могут образовываться положительные кластерные водяные (гидратированные) ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ [11, 13, 14, 18, 21, 22]. Коэффициенты рекомбинации с электронами для этих ионов аномально велики [19, 20]. Например, эти коэффициенты равны $\approx (0.5 + 2n) \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ для данных ионов при $n = 1-4$ [23]. Образование ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ существенно сказывается на времени жизни плазмы и других плазменных характеристиках. Процессы кластеризации ионов являются

трехтельными, а их константы скорости зависят от многих параметров, в том числе от концентрации и сорта нейтральных частиц, а также температуры газа и ионов.

Из-за большого постоянного дипольного момента молекулы H_2O гидратированные ионы по своим свойствам существенно отличаются от кластерных ионов, образуемых при присоединении других молекул. Число молекул H_2O в гидратированных ионах, образованных в слабоионизованной неравновесной плазме в газах при нормальных условиях, может достигать 7 [10]. Скорости образования и диссоциации гидратированных ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, находящихся в термодинамическом равновесии с нейтральным газом, аномально чувствительны к температуре газа T : они меняются как T^{-k} , где значение k для некоторых ионов может достигать 14–16 [10]. Это значит, что увеличение T всего лишь на 20% приводит к уменьшению скорости образования и диссоциации таких ионов более чем на порядок величины.

При наложении достаточно сильного электрического поля происходит нагрев ионов, и их эффективная температура T_i , определяемая как две трети средней энергии ионов E_i , “отрывается” от температуры газа T . Такие условия для положительных гидратированных ионов реализуются при разрядах в парах воды [7], влажном воздухе [10–12] и других газовых смесях с парами воды, в частности, в топливно-кислородных смесях при заметном окислении топлива [24, 25]. Очевидно, нагрев ионов в электрическом поле должен приводить к уменьшению констант скорости образования и диссоциации ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$. В [10] было предложено учитывать данный эффект по аналогии со случаем нагрева газа, когда константы скорости зависели от температуры T степенным образом. При этом показатель степени брался тем же, но вместо температуры в [10] предложено использовать эффективную температуру реакции $T_{\text{eff}} = 2E_{\text{cm}}/3k_B$, где E_{cm} – средняя кинетическая энергия относительного движения частиц при столкновении исходного иона и молекулы, k_B постоянная Больцмана. Выражение для E_{cm} имеет вид [10, 26]

$$E_{\text{cm}} = \frac{M}{m + M} \left(E_i - \frac{3k_B T}{2} \right) + \frac{3k_B T}{2}, \quad (1)$$

где m и M – массы исходного иона и молекулы, участвующей в образовании кластерного иона соответственно. Именно эта энергия может меняться при неупругом столкновении двух частиц, в то время как энергия движения центра масс системы согласно законам механики остается неизменной. Среднюю энергию ионов E_i в [10] пред-

ложено определять по теории Ванье на основе формулы [26, 27]

$$E_i = \frac{(m + M_m) w^2}{2} + \frac{3k_B T}{2}, \quad (2)$$

где M_m – масса нейтральных молекул в газе (это не обязательно масса молекулы, участвующей в реакции), w – скорость дрейфа ионов.

Предложенный в [10] подход для описания влияния нагрева ионов в электрическом поле на скорости образования и разрушения ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ является оценочным. Этот подход ранее не проверялся при сравнении расчета с экспериментом, хотя измерения константы скорости образования ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ в молекулярном кислороде в зависимости от приведенного электрического поля E/N (N – концентрация нейтральных частиц) в литературе имеются [28]. В данной работе сделана попытка восполнить этот пробел, для чего было необходимо с максимальной точностью определить среднюю энергию ионов в электрическом поле для условий эксперимента. В связи с этим в данной работе энергия ионов в электрическом поле не определяется приближенным методом Ванье, как предложено это делать в [10], а находится из численного моделирования методом Монте-Карло на основе имеющихся данных по сечениям рассеяния ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ на молекулах O_2 . Приводится обсуждение полученных результатов и причин их сильного отличия от результатов [10]. Результаты обобщаются на практически важный случай плазмы в воздухе при различных давлениях газа.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ИОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

С помощью метода Монте Карло моделировались свойства ионов H_3O^+ , $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ в чистых O_2 , N_2 и воздухе в постоянном однородном электрическом поле. Учитывались только взаимодействия ионов с молекулами, а ион-ионным взаимодействием пренебрегалось в предположении о малой степени ионизации.

Используемый в данной работе вариант метода Монте Карло подробно описан в [9, 29]. Все ионы создавались в начале координат. Начальная скорость разыгрывалась стохастически в соответствии с максвелловской функцией распределения при температуре газа T . Вектор начальной скорости иона был изотропно распределен по полупространству в направлении электрического поля. Время до следующего столкновения нахо-

дилось с помощью метода “нулевых” столкновений (см., например, [30, 31]) из соотношения

$$\tau = -\frac{\ln \eta}{v_{\max}}, \quad (3)$$

где η — случайная величина, равномерно распределенная на отрезке от 0 до 1, а v_{\max} — частота ион-молекулярных столкновений, которая полагалась постоянной и была равна максимальному значению реальной частоты столкновений $v_{tot}(g_i)$ для всех возможных относительных скоростей столкновения g_i . Здесь $v_{tot} = \sum_i N_i g_i \sigma_i$ — полная частота столкновений иона с нейтральными молекулами, N_i и σ_i — плотность частиц сорта i и полное сечение рассеяния иона на них, соответственно, $g_i = |\mathbf{V} - \mathbf{V}_i|$ — скорость иона относительно молекулы и \mathbf{V} — скорость иона в неподвижной лабораторной системе координат. Скорость молекул \mathbf{V}_i определялась случайным образом в предположении, что они имеют изотропное максвелловское распределение по скоростям с температурой газа T .

Вероятность реального столкновения иона с молекулой равна $p = v_{tot}/v_{\max}$, а вероятность “нулевого” столкновения равна $1 - p$. В случае “нулевого” столкновения ничего с ионом не происходило, и он продолжал свое движение. В случае реального столкновения разыгрывался его тип. Он находился в предположении о том, что вероятность j -го процесса в столкновении между ионом и молекулой i -го сорта равна $N_i g_i \sigma_{ij}(g_i)/v_{tot}$, где σ_{ij} — сечение соответствующего процесса. Уравнения для определения скорости иона после столкновения приведены, например, в [30, 32]. Генератор случайных чисел был взят из [33]. Скорость иона после столкновения вычислялась в предположении, что рассеяние является изотропным в системе центра инерции.

Метод счета, используемый в данной работе, проверялся в [34] при сравнении результатов расчета ионных коэффициентов переноса в сильном электрическом поле с аналитическими решениями для модельных условий. Использовались модель постоянной частоты упругих столкновений ионов с нейтральными частицами в отсутствие неупругих процессов (максвелловская модель), а также модель, в которой все ионные столкновения приводят к резонансной перезарядке.

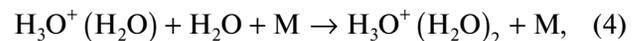
Для рассеяния ионов H_3O^+ , $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ на молекулах O_2 и N_2 брался набор сечений [35], включающий сечения упругого взаимодействия и сечения диссоциации ионов. С использованием этих сечений в [35] было получено хорошее согласие между вычисленными и измеренными значениями подвижности ионов в чистом N_2 в широком ($1-10^3$ Тд) диапазоне при-

веденных электрических полей. Что касается сечений рассеяния ионов на O_2 , то они вычислялись в [35] в рамках того же подхода, что и для N_2 , и тестировались на измеренных подвижностях ионов в чистом кислороде, которые имеются для данных ионов только для слабых электрических полей.

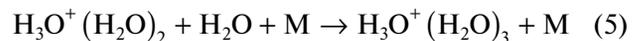
Предварительные расчеты показали, что средние характеристики ионов (скорость дрейфа и средняя энергия) в O_2 и N_2 выходят на постоянные значения, соответствующие заданным значениям приведенного электрического поля E/N , после примерно 10 соударений ионов с молекулами. Движение каждого иона моделировалось либо в течение определенного количества физического времени (так, чтобы ион испытал не менее 200 соударений), либо до соударения, в котором произошла диссоциация иона, т. е. он физически перестал существовать. Ввиду того, что релаксация ионов в расчете происходила достаточно быстро, а средняя энергия ионов определялась по промежутку физического времени, когда ионы находились в равновесии с полем, то способ выбора модуля и направления начальной скорости ионов никак не влиял на результаты расчета. Количество моделируемых ионов выбиралось таким образом, чтобы относительная погрешность расчетного метода определения средних координат и скоростей ионов не превышала 2%. Таким образом, количество моделируемых ионов составляло от 2500 до 10000. Оценки показывают, что в этом случае погрешность расчета средней энергии ионов также составляла 2%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ИОНОВ

Одной из целей исследования было определить зависимость констант скорости процессов образования гидратированных ионов



и



от эффективной температуры реакции T_{eff} при нагреве ионов во внешнем электрическом поле. Измерения констант скорости для этих реакций во внешнем электрическом поле есть только для O_2 ($\text{M} = \text{O}_2$) [28], а для практических приложений наиболее интересен воздух. В связи с этим были выполнены расчеты Монте-Карло свойств ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ как в чистых O_2 и N_2 , так и в воздухе, который моделировался смесью $\text{N}_2 : \text{O}_2 = 4 : 1$. Поскольку в литературе имеются и сечения рассеяния ионов H_3O^+ на O_2 и N_2 , то аналогичные расчеты были проведены и для этих

ионов. Их результаты могут быть использованы для оценки константы скорости преобразования иона H_3O^+ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ в сильном электрическом поле.

На рис. 1 приведены результаты расчета средней энергии ионов в чистых O_2 , N_2 и воздухе в зависимости от приведенного электрического поля E/N , выраженного в Тд ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$), при $T = 300 \text{ К}$. Ионы нагреваются гораздо сильнее (в достаточно сильном электрическом поле примерно в два раза больше) в кислороде по сравнению со случаем азота. Это связано в основном с тем, что сечения упругого рассеяния (это основной канал рассеяния) ионов на молекулах O_2 меньше, чем на молекулах N_2 [35]. В результате, как следует и из расчетов [35], подвижность рассматриваемых ионов в кислороде гораздо больше их подвижности в азоте. Значения средней энергии в воздухе близки к значениям в азоте, но несколько превышают их из-за влияния рассеяния ионов на молекулах O_2 .

Представляет интерес сравнить результаты проведенного расчета средней энергии ионов в электрическом поле с данными, получающимися по формуле Ванье (уравнение (2)). Это сравнение для энергии рассматриваемых ионов в молекулярном кислороде приведено на рис. 2, где в уравнение (2) подставлялись значения скорости дрейфа ионов, вычисленные методом Монте-Карло. Видно, что различие между этими данными относительно невелико – на уровне 30% для достаточно больших полей. Но оно оказывается важным в случае резкой зависимости констант скорости процессов (4) и (5) от T_{eff} . Например, согласно [10], константа скорости процесса (5) зависит от температуры ионов степенным образом с показателем степени 8.1. Это значит, что изменение эффективной температуры ионов на 30% должно приводить к изменению константы скорости в 8 раз.

Во многих случаях температура газа, в котором создается плазма, заметно больше 300 К. Это происходит, например, при генерации плазмы в дымовых газах [13], при стимулированном плазмой воспламенении [2–4] и во время развития достаточно мощных разрядов, в частности, при стримерно-лидерном переходе и развитии лидерного разряда в воздухе [21, 22]. В связи с этим в данной работе было выполнено моделирование свойств ионов H_3O^+ , $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ и в нагретом воздухе под действием электрического поля. Результаты расчета средней энергии для этих ионов в зависимости от электрического поля приведены на рис. 3 при температурах $T = 300, 600$ и 1000 К . Нагрев газа приводит к росту средней энергии ионов, поскольку электрическое поле определяет прежде всего нагрев ионов относительно средней энергии нейтральных молекул.

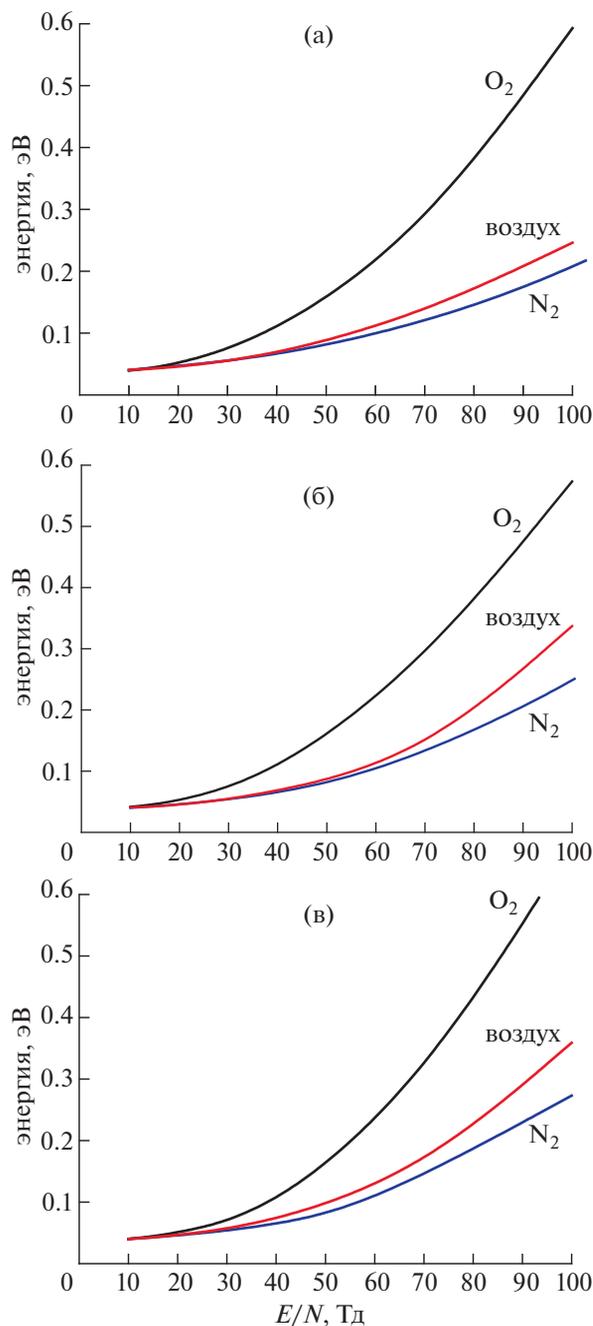


Рис. 1. Зависимость средней энергии ионов H_3O^+ (а), $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ (б) и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ (в) в N_2 , O_2 и воздухе от приведенного электрического поля при $T = 300 \text{ К}$.

Но нагрев газа не сводится к простому росту средней энергии ионов в заданном электрическом поле на величину, равную увеличению средней кинетической энергии молекул. Это связано с нелинейностью задачи, в которой частота столкновений ионов с молекулами зависит от энергии относительного движения частиц, определяемой как приведенным электрическим полем E/N , так

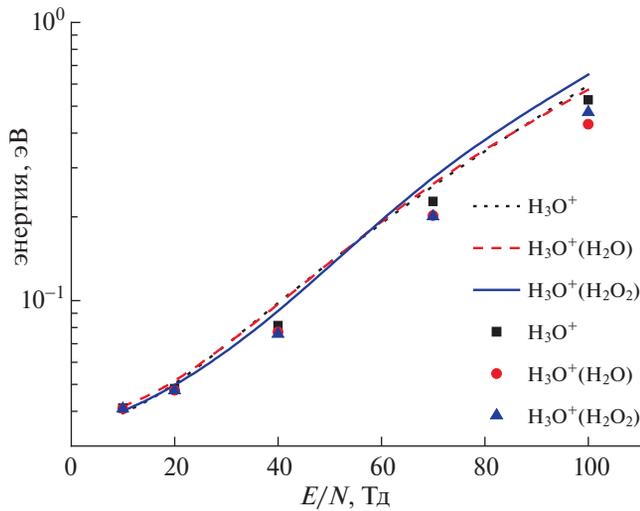


Рис. 2. Зависимость средней энергии гидратированных ионов в O_2 от приведенного электрического поля. Расчеты по формуле Ванье (символы) и методом Монте-Карло (кривые).

и температурой T .

На рисунке 4 приведено рассчитанное методом Монте-Карло энергетическое распределение ионов $H_3O^+(H_2O)$ в O_2 при $E/N = 34$ Тд и $T = 300$ К. Средняя энергия ионов при этом была примерно равна 0.07 эВ. Распределения для ионов H_3O^+ и $H_3O^+(H_2O)_2$ в данных условиях близки к распределению, представленному на рис. 4. Для сравнения на рисунке приведена максвелловская функция распределения с той же средней энергией. Из расчетов видно, что энергетические распределения ионов отличаются от равновесных только при энергиях, существенно (на порядок величины) превышающих средние значения. При таких энергиях значения функций падают на 3 порядка величины относительно их максимальных значений. Из резких убывающих температурных зависимостей констант скорости гидратации ионов следует, что в этих процессах основную роль играют низкоэнергичные ионы. Поэтому здесь приближенно можно считать, что участвующие в процессах гидратации ионы описываются равновесными энергетическими распределениями с эффективными температурами, равными двум третям от значений средней энергии ионов.

4. КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ГИДРАТИРОВАННЫХ ИОНОВ В ПРЕДЕЛЕ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

Полученные результаты расчета средней энергии ионов $H_3O^+(H_2O)$ и $H_3O^+(H_2O)_2$ в O_2 были использованы для обработки экспериментальных

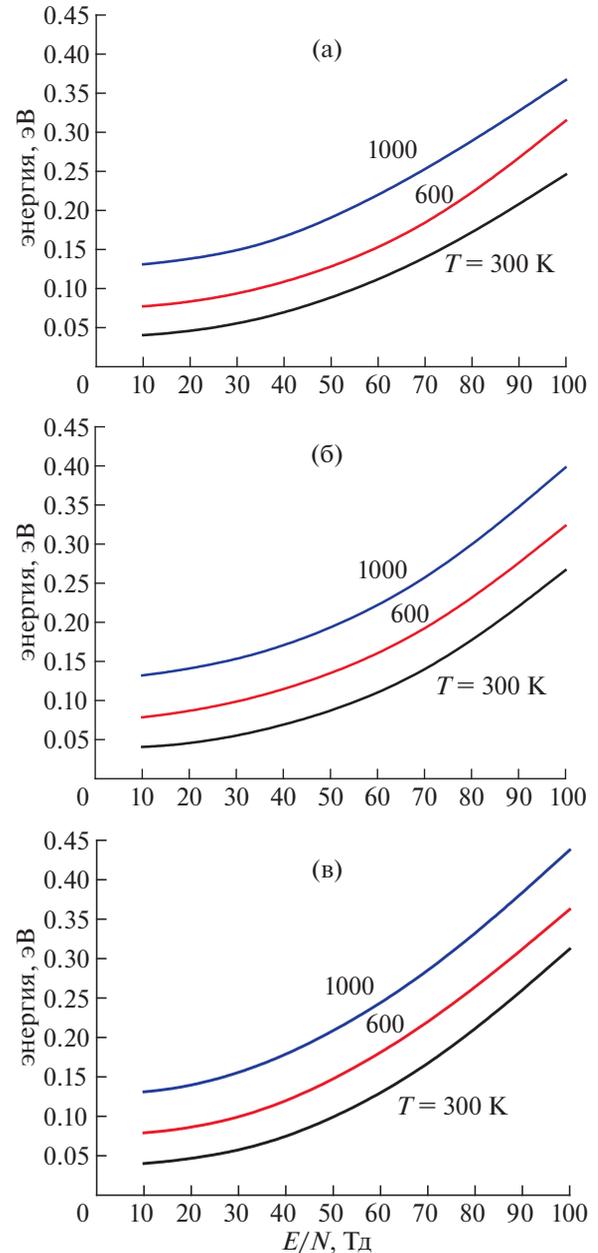


Рис. 3. Зависимость средней энергии ионов H_3O^+ (а), $H_3O^+(H_2O)$ (б) и $H_3O^+(H_2O)_2$ (в) в воздухе от приведенного электрического поля при различных температурах газа.

данных [28] по константам скорости процессов (4) и (5) при различных электрических полях. Эти измерения были выполнены при комнатной температуре газа в диапазоне давлений 1–2 Торр, который соответствует пределу низких давлений для тройных реакций. В [28] эти данные приведены в зависимости от приведенного электрического поля E/N . В настоящей работе результаты расчета средней энергии ионов в O_2 в зависимости от

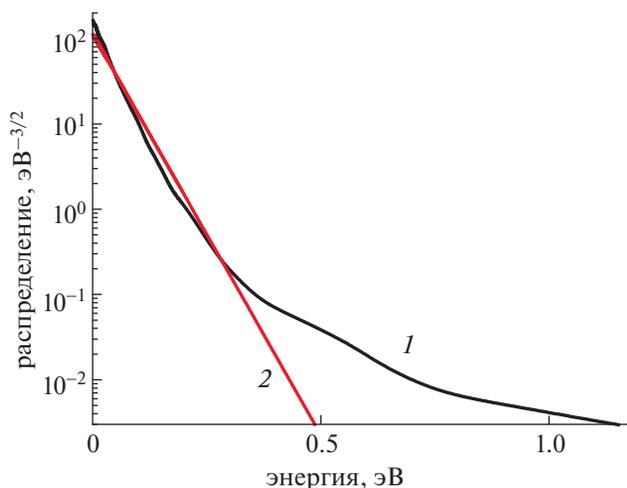


Рис. 4. Энергетическое распределение ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ в O_2 при $E/N = 34$ Тд и $T = 300$ К (кривая 1). Для сравнения приведена максвелловская функция распределения с той же средней энергией (кривая 2).

E/N были использованы для определения эффективной температуры реакции T_{eff} по формуле (1) и зависимости констант скорости процессов (4) и (5) от T_{eff} . Экспериментальные точки [28] по константам скорости процессов (4) и (5) в зависимости от T_{eff} приведены на рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе, в котором степенная зависимость дает прямую линию. Там же представлены линии, соответствующие расчету на основе подхода [10] с нормировкой на экспериментальные точки в пределе малых электрических полей, а также прямые, аппроксимирующие степенным образом зависимости измеренных констант скорости от T_{eff} .

Из рис. 5 следует, что подход [10] не позволяет описать полученные в эксперименте [28] зависимости констант скорости процессов (4) и (5) от эффективной температуры и электрического поля даже на качественном уровне. Реальное уменьшение констант скорости с ростом E/N оказывается гораздо меньше и, как следует из аппроксимационных линий, константы скорости в пределах разброса ($\pm 100\%$) экспериментальных точек для процессов (4) и (5) можно аппроксимировать, соответственно, формулами

$$k_4 = 3 \times 10^{-27} (T_{eff}/300)^{-2.2} \text{ см}^6/\text{с} \quad (6)$$

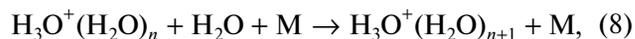
и

$$k_5 = 1.5 \times 10^{-27} (T_{eff}/300)^{-3} \text{ см}^6/\text{с}, \quad (7)$$

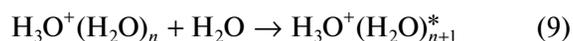
где T_{eff} выражается в К. Отсюда следует, что показатели степени в зависимостях констант скорости от T_{eff} при наличии электрического поля

оказываются существенно меньше, чем в случае термодинамического равновесия ($E = 0$), когда ионы находятся в равновесии с нейтральным газом. В последнем случае эти показатели для реакций (4) и (5) равны, соответственно, 7.5 и 8.1 [10].

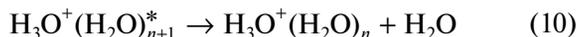
Объяснить получаемое несоответствие между неравновесным ($E > 0$) и равновесным ($E = 0$) случаями можно на основе механизма рассматриваемых процессов. Реакция



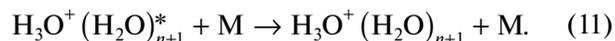
частными случаями которой являются процессы (4) и (5), идет в несколько стадий через образование нестабильного сильновозбужденного иона $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_{n+1}^*$ [36]. На первой стадии происходит его образование



с константой скорости k_a . Далее он самопроизвольно распадается



(эта стадия характеризуется временем жизни нестабильного иона τ), либо в простейшем случае стабилизируется при столкновении с третьим телом М



Константа скорости процесса стабилизации равна k_q . В пределе низких давлений, когда большинство нестабильных ионов самопроизвольно распадается, и только их малая доля стабилизируется в столкновениях, константа скорости процесса (8) имеет вид [36]

$$k = k_a \tau k_q. \quad (12)$$

Для описания констант скорости k_a и k_q в случае отсутствия у молекул постоянного дипольного момента обычно используется модель поляризованного взаимодействия заряда иона с наведенным диполем молекулы, что дает в результате так называемое ланжевенское сечение захвата и константы скорости, не зависящие от температуры. В случае дипольных молекул зависимость от температуры T появляется, но она слабая: в этом случае константа скорости падает с ростом T как $T^{-0.5}$. Наблюдаемая же сильная степенная зависимость констант скорости процессов (8) от T в термодинамически равновесных условиях при нагреве газа в основном связана с зависимостью времени жизни нестабильного ионного комплекса τ от T . Ее можно записать в виде [36]

$$1/\tau \sim T^{s-1+r/2}, \quad (13)$$

где s — эффективное число “незамороженных” колебательных степеней свободы нестабильного

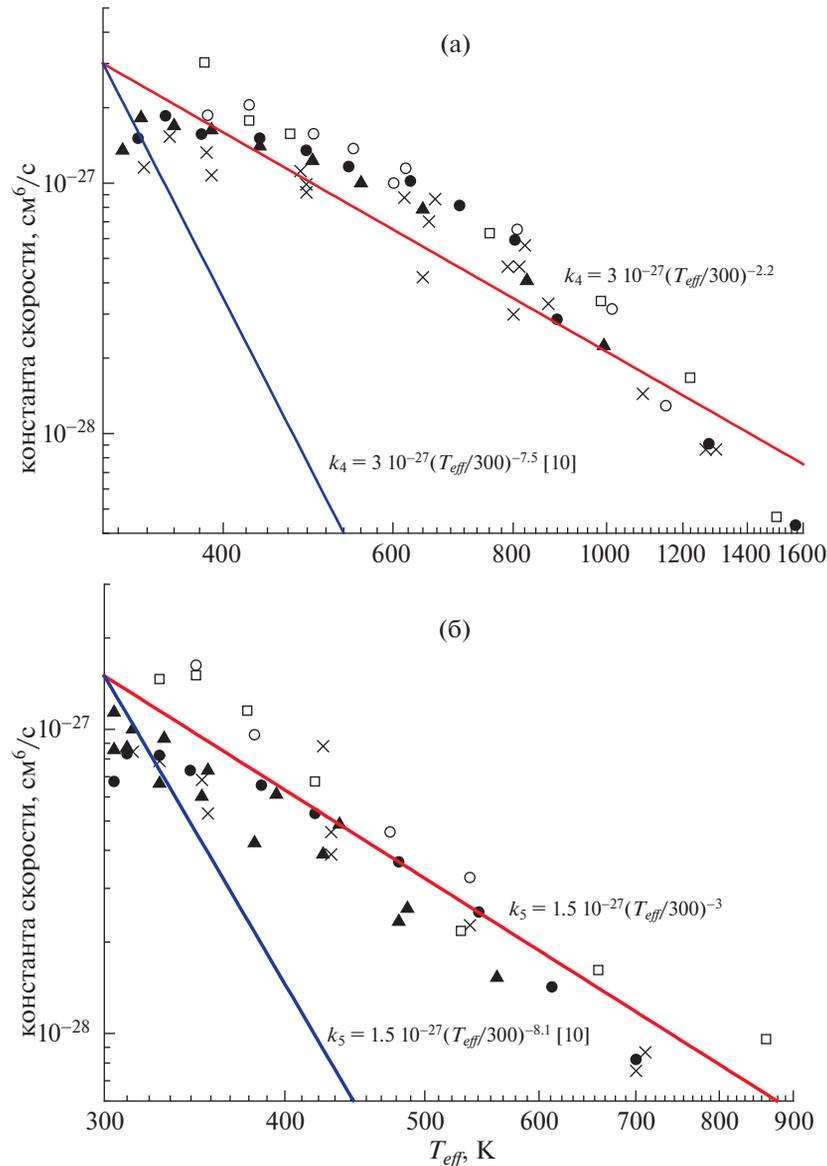


Рис. 5. Константы скорости конверсии ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ (процесс (4)) (а) и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ (процесс (5)) (б) в зависимости от эффективной температуры реакции в чистом кислороде. Точки – эксперимент [28] в диапазоне давлений 1–2 Торр, кривые – аппроксимации на основе настоящего расчета и расчетов по методике [10].

ион-молекулярного комплекса, а r – эффективное число его внутренних вращательных степеней свободы. При нагреве газа в режиме термодинамического равновесия у такой сложной системы, как $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_{n+1}^*$, возбуждается много внутренних степеней свободы комплекса, и показатели степени в температурных зависимостях времени жизни комплекса и константы скорости процесса (8) по модулю оказываются велики, порядка 10, что и наблюдается в эксперименте [10, 37]. При нагреве же ионов в электрическом поле оказываются с повышенной эффективной температурой прежде всего поступательные степени

свободы, а внутренние колебательные степени свободы остаются в значительной степени замороженными. Именно поэтому время жизни неустойчивого комплекса и константа скорости процесса (8) менее чувствительны к изменению эффективной температуры T_{eff} .

5. РАСЧЕТ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Выше рассматривались константы скорости конверсии гидратированных ионов в пределе малых давлений, когда скорость процесса пропор-

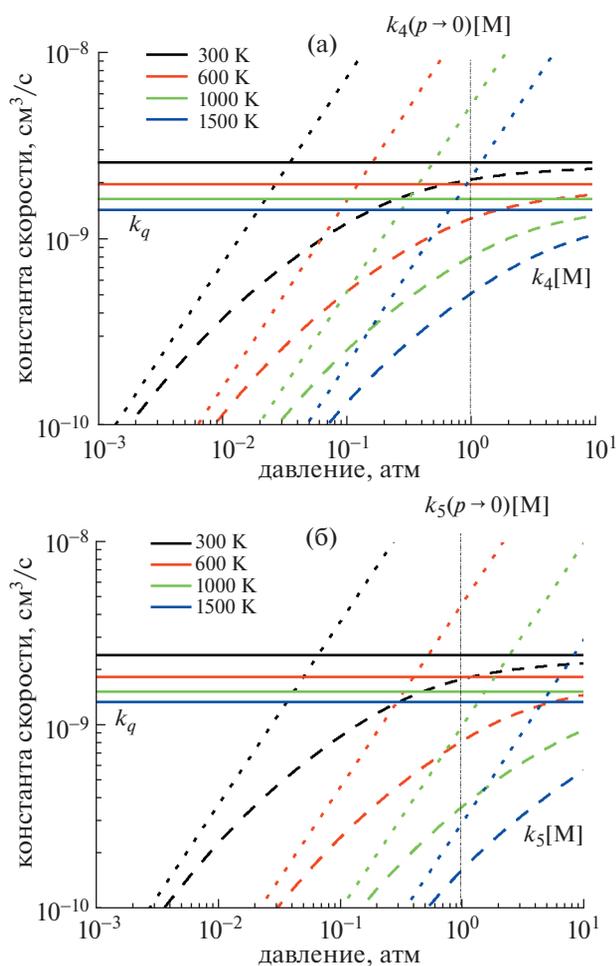


Рис. 6. Константы скорости конверсии ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ (процесс (4)) (а) и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ (процесс (5)) (б) в зависимости от давления газа в воздухе при различных эффективных температурах реакций T_{eff} . Штриховые линии – расчет $k_4[M]$ и $k_5[M]$ во всем диапазоне давлений, пунктирные – $k_4(p \rightarrow 0)[M]$ и $k_5(p \rightarrow 0)[M]$, сплошные – k_q . Вертикальная линия соответствует 1 атм.

циональна квадрату концентрации нейтральных частиц. При повышении давления в тройных процессах вероятностью процесса столкновительной стабилизации комплекса по сравнению с автораспадом нельзя пренебрегать, и зависимость скорости от концентрации нейтральных частиц уменьшается. В пределе больших давлений преобладает именно стабилизация комплекса над его автораспадом. В этом случае скорость тройного процесса зависит от концентрации нейтральных частиц линейно, подобно парным процессам, а константа скорости такого квазипарного процесса равна k_a [10, 12, 36]. Процедура нахождения константы скорости рассматриваемого

процесса в промежуточной области давлений описана, например в [10, 12].

В данной работе на основе этой процедуры и вычисленных констант скорости для низких давлений был проведен расчет констант скорости конверсии гидратированных ионов (процессы (4) и (5)) в воздухе в зависимости от его давления и эффективной температуры реакции T_{eff} , определяемой внешним электрическим полем. Расчеты сделаны для температуры газа 300 К и разных значений приведенного электрического поля E/N . При этом, по аналогии с [10], полагалось, что константы скорости процессов (4) и (5) в пределе низких давлений одни и те же при $M = \text{O}_2$ и $M = \text{N}_2$. На рис. 6 представлены зависимости от давления для этих констант скорости, умноженных на концентрацию третьего тела $[M]$, при разных значениях T_{eff} , от 300 К (отсутствие электрического поля) до 1500 К, что для воздуха соответствует $E/N \approx 110$ Тд. Там же для сравнения приведены линии, соответствующие $k(p \rightarrow 0)[M]$ (предел низких давлений) и k_q (предел высоких давлений). На рисунке четко прослеживается переход от предела низких давлений, когда кривые линейно растут с давлением к пределу высоких давлений, когда кривые выходят на асимптотику горизонтальных прямых. Даже в случае атмосферного давления и слабого нагрева ионов для констант скорости не наступает предела высоких давлений. С ростом же E/N (и T_{eff}) и уменьшением давления отличие констант скорости от величин, соответствующих пределу высоких давлений, становится все более заметным. При этом становятся все более важными полученные в данной работе аппроксимации констант скорости (4) и (5) для предела низких давлений.

На рис. 7 приведена зависимость констант скорости указанных процессов от T_{eff} при различных давлениях воздуха в двойном логарифмическом масштабе. Поскольку в пределах низких и высоких давлений константы скорости данных процессов зависят от T_{eff} степенным образом, то в этих пределах на рисунках должны получаться отрезки прямых линий. Наблюдаемые на рис. 7 отклонения от такого поведения связаны именно с переходом от предела низких давлений к пределу высоких давлений. При этом с ростом давления зависимость констант скорости от T_{eff} становится более пологой.

Выше показано, что константы скорости реакций образования гидратированных ионов гораздо слабее зависят от нагрева ионов электрическим полем, чем от одновременного нагрева ионов и нейтральных частиц в условиях термодинамического равновесия. Следует ожидать аналогичного эффекта и для обратных процессов, в которых происходит разрушение гидратированных ионов в парных столкновениях с молекулами. В [10]

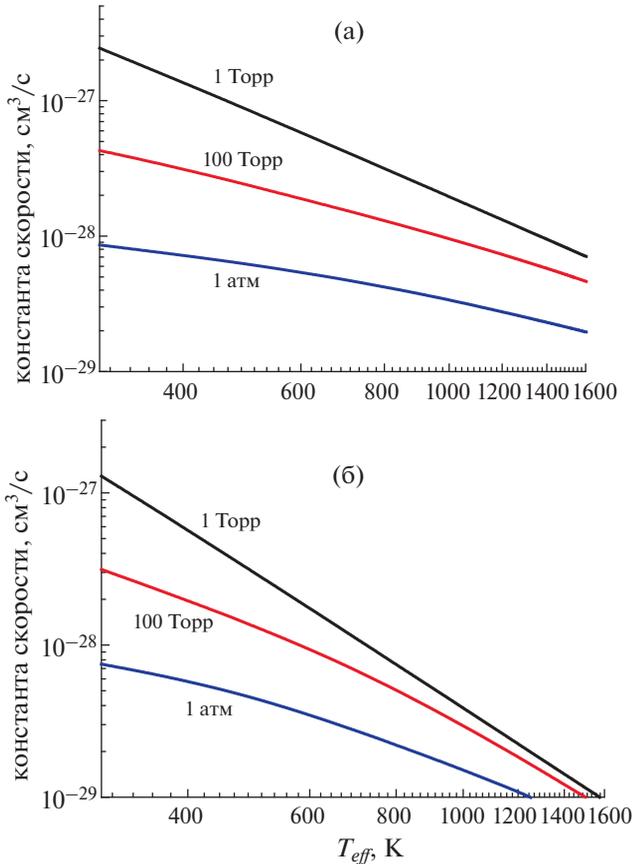


Рис. 7. Константы скорости конверсии ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ (процесс (4)) (а) и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ в $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ (процесс (5)) (б) в зависимости от эффективной температуры реакции в воздухе при различных давлениях газа.

константы скорости обратных процессов находились в зависимости от температуры при нагреве газа на основе принципа детального равновесия. Этот принцип справедлив в условиях термодинамического равновесия и не может быть применен в рассматриваемом выше случае, когда электрическое поле греет ионы, оставляя холодными нейтральные молекулы. Его применение также усложняется из-за того, что изучаемые в работе процессы идут через несколько стадий, в каждой из которых может оказаться важным заселение разных степеней свободы молекул и ионов. Поэтому вычислить константы скорости разрушения гидратированных ионов по аналогии с [10] не представляется возможным.

Основные различия в зависимости констант скорости образования гидратированных ионов от температуры газа T в случае термодинамического равновесия и от T_{eff} в случае только нагрева ионов электрическим полем состоят главным образом в том, что в первом случае возбужда-

ются также и колебательные степени свободы молекул, а во втором – нет. Поэтому можно ожидать, что в неравновесных условиях при наличии только колебательного возбуждения молекул зависимость констант скорости от колебательной температуры T_v также будет степенной, а показатель степени можно оценить из разности показателя степени в первом случае и показателя степени во втором случае. Отсюда получаем, что зависимость констант скорости для реакций (4) и (5) от T_v будет типа T_v^{-k} , где $k \sim 5$.

Полученные данные позволяют оценивать влияние образования положительных гидратированных ионов на свойства плазмы для конкретных случаев при численном моделировании плазмы с парами воды. Рассмотрим в качестве примера стримерный разряд положительной и отрицательной полярности в длинных воздушных промежутках атмосферного давления в зависимости от влажности воздуха. Этот разряд имеет много важных применений и реализуется в естественных условиях. Поэтому большое число работ посвящено его численному моделированию (см., например, [21, 38]). В этом разряде развивается плазменный филаментированный канал, в головке которого в повышенном локальном электрическом поле происходит основная ионизация, а высокая проводимость стримерного канала позволяет сообщать головке стримера высокий потенциал электрода, от которого стартовал стример. Газ в канале обычно холодный, и плазма в нем находится в стадии распада. Поэтому в достаточно длинном канале за счет распада плазмы (сначала благодаря электрон-ионной диссоциативной рекомбинации, а потом и тройному прилипанию электронов к молекулам O_2) происходит уменьшение проводимости плазмы и снижение потенциала головки. Все это приводит к уменьшению электрического поля в головке стримера, снижению скорости его распространения и изменению остальных его характеристик. Скорость диссоциативной рекомбинации электронов с ионами сильно зависит от состава ионов. При распаде длинного стримерного канала в сухом воздухе при нормальных условиях доминируют кластерные ионы O_4^+ [39]. Во влажном воздухе в рассматриваемых условиях преобладают гидратированные ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, скорость рекомбинации которых значительно больше, чем ионов O_4^+ . В связи с этим скорость распада плазмы зависит от скорости образования гидратированных ионов, и этот процесс надо учитывать при моделировании стримеров во влажном воздухе [39, 40]. В частности, благодаря данному процессу при увеличении влажности возрастает среднее электрическое поле в канале стримера и снижается предельная длина, на которую может распро-

страняться стример при заданном напряжении на электроде [40].

Среднее электрическое поле в канале стримера при нормальных условиях в сухом воздухе $E \approx 5$ кВ/см (20 Тд) при положительной полярности разряда и ≈ 10 кВ/см (40 Тд) при отрицательной [21]. Согласно расчетам данной работы, при $E/N = 20$ и 40 Тд эффективная температура T_{eff} для рассматриваемых ионов увеличивается, соответственно, на 20 и на 100 К. Как следует из данных на рис. 7, рост T_{eff} на 100 К приводит к уменьшению констант скорости гидратации ионов примерно на 30% для атмосферного давления. Эффект становится гораздо более выраженным при уменьшении давления газа, когда происходит переход от предела больших давлений к давлениям меньшим. Отсюда можно сделать вывод о том, что нагрев водяных ионов в электрическом поле в канале стримера относительно слабо сказывается на скорости гидратации ионов при атмосферном давлении. В этих условиях независимо от полярности стримерного разряда допустимо выполнять его моделирование без учета влияния нагрева ионов в электрическом поле на скорость их гидратации. Однако этот эффект необходимо учитывать при моделировании стримерных разрядов во влажном воздухе пониженного давления, где влияние влажности существенно сказывается на характеристиках длинного (~ 10 см) стримерного разряда [41].

Другим примером, где может быть важной гидратация ионов во внешнем электрическом поле, служит наносекундный импульсно-периодический разряд в топливно-кислородных и топливно-воздушных смесях. В [42] предложено для изучения стимулированного плазмой окисления топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей использовать гибридный разряд, в котором основная ионизация происходит под действием повторяющихся наносекундных импульсов, а между импульсами поддерживается относительно слабое электрическое поле. Распад плазмы, образованной в наносекундных импульсах, определяется в основном диссоциативной электрон-ионной рекомбинацией [24, 25]. После достаточно большого числа импульсов происходит окисление топлива с образованием в газовой среде паров воды. Последнее приводит к гидратации положительных ионов и ускорению распада плазмы после наносекундных импульсов [24, 25], который происходит в электрическом поле. В этих условиях при достаточно сильном электрическом поле между импульсами также необходимо учитывать замедление гидратации положительных ионов при их нагреве в электрическом поле. Если это поле достаточно велико, то в режиме промежуточных давлений эффект нагрева

ионов существенен даже при атмосферном давлении.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью моделирования методом Монте-Карло изучено поведение ионов H_3O^+ , $H_3O^+(H_2O)$ и $H_3O^+(H_2O)_2$ в чистых молекулярных кислороде и азоте, а также в воздухе в широком диапазоне приведенных электрических полей E/N . На основе самосогласованного набора сечений рассеяния ионов на молекулах вычислена средняя энергия ионов в этих газах и показано, что нагрев ионов в электрическом поле больше в кислороде по сравнению с воздухом и азотом. Это связано прежде всего с меньшими сечениями упругого рассеяния ионов на молекулах O_2 по сравнению с сечениями рассеяния на молекулах N_2 .

Полученные результаты использованы для анализа имеющихся в литературе данных по зависимости констант скорости образования гидратированных ионов $H_3O^+(H_2O)_2$ и $H_3O^+(H_2O)_3$ от приведенного электрического поля в молекулярном кислороде при давлениях 1–2 Торр и комнатной температуре газа. Сделан вывод о том, что, как и в случае термодинамически равновесного нагретого газа при $E = 0$, зависимость констант скорости от эффективной температуры реакции T_{eff} можно аппроксимировать степенными функциями. Но показатели степени здесь оказываются в диапазоне 2.2–3, что существенно меньше величин, предложенных для описания температурных зависимостей констант скорости в отсутствие электрического поля. Дано объяснение этому эффекту на основе механизма процесса рассматриваемых тройных процессов, идущих через образование нестабильного промежуточного комплекса. В случае нагрева ионов только внешним электрическим полем возбуждается меньшее число внутренних степеней свободы нестабильного комплекса, что приводит к менее резкой зависимости времени жизни комплекса, а значит и констант скорости, от температуры T_{eff} по сравнению со случаем нагрева всего газа в отсутствие электрического поля.

На основе полученных зависимостей проведен расчет констант скорости образования гидратированных ионов $H_3O^+(H_2O)_2$ и $H_3O^+(H_2O)_3$ в плазме воздуха в широких диапазонах давления газа и приведенного электрического поля. Показано, что с ростом давления существенно снижается зависимость констант скорости рассматриваемых процессов от T_{eff} , а значит и от электрического поля. Это происходит из-за перехода от режима низких давлений в тройных процессах гидратации ионов к режиму высоких давлений. Однако даже при атмосферном давлении предел

высоких давлений не наступает в случае констант скорости для рассматриваемых процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fridman A.* Plasma chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
2. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* // *Progr. Energy Comb. Sci.* 2013. V. 39. P. 61.
3. *Starikovskaia S.M.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. V. 47. P. 353001.
4. *Ju Y., Sun W.* // *Progr. Energy Comb. Sci.* 2015. V. 48. P. 21.
5. *Kong M.G., Kroesen G., Morfill G., Nosenko T., Shimizu T., van Dijk J., Zimmermann J.L.* // *New J. Phys.* 2009. V. 11. P. 115012.
6. *Bruggeman P.J., Ribežl E., Maslani A., Degroote J., Malesevic A., Rego R., Vierendeels J., Leys C.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 053002.
7. *Avtaeva S.V., General A.A., Kel'man V.A.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. P. 315201.
8. *Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 927. P. 012044.
9. *Пономарев А.А., Александров Н.Л.* // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 839.
10. *Sieck L.W., Herron J.T., Green D.S.* // *Plasma Chem. Plasma Proc.* 2000. V. 20. P. 235.
11. *Soloshenko I.A., Tsiolko V.V., Pogulay S.S., Kalyuzhnaya A.G., Bazhenov V.Yu., Shchedrin A.I.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. V. 18. 045019.
12. *Филиппов А.В., Дербенев И.Н., Дятко Н.А., Куркин С.А., Лопаницева Г.Б., Паль А.Ф., Старостин А.Н.* // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 152. С. 293.
13. *Gallimberti I.* // *Pure Appl. Chem.* 1988. V. 60. P. 663.
14. *Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., Rong M.Z., Kong M.G.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2010. V.19. P. 025018.
15. *Murakami T., Niemi K., Gans T., O'Connell D., Graham W.G.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2013. V. 22. P. 015003.
16. *Tavant A., Lieberman M.A.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 465201.
17. *Liu D., Sun B., Iza F., Xu D., Wang X., Rong M., Kong M.G.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2017. V. 26. P. 045009.
18. *Van Gaens W., Bogaerts A.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. V. 46. P. 275201.
19. *Florescu-Mitchell A.I. and Mitchell J.B.A.* // *Phys. Rep.* 2006. V. 430. P. 277.
20. *Larsson M., Orel A.E.* Dissociative recombination of molecular ions. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
21. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. Долгопродный: Изд-во МФТИ, 1997.
22. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
23. *Johnsen R.* // *J. Chem. Phys.* 1993. V. 98. P. 5390.
24. *Popov M.A., Kochetov I.V., Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N.L.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. P. 335201.
25. *Popov M.A., Kochetov I.V., Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N.L.* // *Combust. Flame.* 2021. V. 233. P. 111611.
26. *Ellis H.W., Thackston M.G., McDaniel E.W., Mason E.A.* // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 1984. V. 31. P. 113.
27. *Wannier G.H.* // *Bell Syst. Tech. J.* 1953. V. 32. 170.
28. *Young C.E., Falconer W.E.* // *J. Chem. Phys.* 1972. V. 57. P. 918.
29. *Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2015. V. 24. P. 035001.
30. *Longo S.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2006. V. 15. P. S181.
31. *Lin S.L., Bardsley J.N.* // *J. Chem. Phys.* 1977. V. 66. P. 435.
32. *Panarese A., Longo S.* // *Astrophys. J.* 2012. V. 749. P. 23.
33. *Brown F.B.* // *Trans. Am. Nucl. Soc.* 1994. V. 71. P. 202.
34. *Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2017. V. 26. P. 044003.
35. *Bekstein A., Benhenni M., Yousfi M.* // *Eur. Phys. J. D.* 2011. V. 61. P. 153.
36. *Смирнов Б.М.* Комплексные ионы. М.: Наука, 1983.
37. *Lau Y.K., Ikuta S., Kebarle P.* // *J. Am. Chem. Soc.* 1982. V. 104. P. 1462.
38. *Nijdam S., Teunissen J., Ebert U.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. P. 103001.
39. *Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1999. V. 8. P. 285.
40. *Александров Н.Л., Базелян Э.М., Новицкий Д.А.* // *Письма в ЖТФ.* 1998. Т. 24. С. 86.
41. *Phelps C.T., Griffiths R.F.* // *J. Appl. Phys.* 1976. V. 47. P. 2929.
42. *Mao X., Chen Q., Rousso A.C., Chen T.Y., Ju Y.* // *Combust. Flame.* 2019. V. 206. P. 522.

ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ СОЛИТОНЫ В ЗАПЫЛЕННОЙ МАГНИТОСФЕРЕ САТУРНА

© 2022 г. С. И. Копнин^{a, b}, Д. В. Шохрин^b, С. И. Попель^{a, b, *}

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 01.07.2021 г.

После доработки 10.08.2021 г.

Принята к публикации 20.08.2021 г.

Рассмотрена возможность распространения локализованных волновых структур таких, как пылевые звуковые солитоны в плазме запыленной магнитосферы Сатурна, которая содержит электроны двух сортов (горячие и холодные), подчиняющиеся каппа-распределению, ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. Определены области возможных скоростей и амплитуд солитонов. Найдены солитонные решения для различных размеров и концентраций пылевых частиц в запыленной магнитосфере Сатурна.

Ключевые слова: пылевая плазма, пылевые звуковые солитоны, каппа-распределение, магнитосфера Сатурна

DOI: 10.31857/S0367292122010085

1. ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить себе заполненную плазмой область Солнечной системы, свободную от мелкодисперсных пылевых частиц [1]. Нано- и микромасштабные пылевые частицы обнаруживаются в межпланетном космическом пространстве, в плазме ионосфер и магнитосфер планет Солнечной системы, в планетарных кольцах, в окрестностях космических тел, не имеющих собственной атмосферы и др. Важный объект с точки зрения исследований пылевой плазмы – магнитосфера Сатурна [2, 3]. Параметры плазмы в ней измерялись еще в 1980-х гг. космическими аппаратами Voyager 1 и 2 [4]. Также на основе данных, полученных аппаратом Voyager 1 [5], было доказано существование волн в плазме магнитосферы Сатурна. Теоретические исследования ионно-звуковых волн в магнитосфере Сатурна проводились в работе [6]. Пылевая плазма в окрестностях спутника Сатурна Энцелада была обнаружена в рамках миссии Cassini [2, 3].

Плазма в магнитосфере Сатурна обладает рядом особенностей по сравнению с другими космическими системами, исследования которых в настоящее время проводятся весьма активно (исследования пылевой плазмы Луны и Марса см., например, [7, 8]). Например, измерения параметров электронов магнитосферы Сатурна, полученные в рамках миссий Voyager [4, 5] и Cassini [9], показали сосуществование двух видов (горячих и

холодных) электронов. Оказалось [9], что скорости электронных популяций подчиняются так называемому к-распределению с независимыми, низкими значениями к.

Все это указывает на актуальность проблемы исследования нелинейных волновых структур в пылевой плазме в условиях, свойственных магнитосфере Сатурна, типичными для которой являются пылевые звуковые волны. Важным видом нелинейных структур, наблюдавшихся в космосе [10, 11], являются солитоны. В настоящей работе рассматриваются нелинейные волновые структуры в запыленной магнитосфере Сатурна, свойственные для пылевой плазмы, а именно, пылевые звуковые солитоны [12]. Учитывается тот факт, что в магнитосфере Сатурна сосуществуют два вида электронов (горячие и холодные), подчиняющиеся двум различным к-распределениям. Рассмотрение проводится для произвольных (не малых) амплитуд солитонов, что представляется важным для интерпретации будущих космических наблюдений.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания пылевых звуковых солитонов (см., например, [13–15]) можно использовать следующую систему уравнений, включающую в себя уравнение непрерывности и уравнение движения (Эйлера) для пылевых частиц, уравнение Пуассо-

на для самосогласованного электростатического потенциала ϕ в пылевой плазме магнитосферы Сатурна

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d v_d}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} &= -\frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} &= 4\pi e (n_{e,c} + n_{e,h} - n_i - n_d Z_d), \end{aligned} \quad (1)$$

где пространственная переменная x соответствует направлению распространения волнового возмущения, n_d – концентрация пылевых частиц, v_d – их направленная скорость, m_d и $q_d = Z_d e$ – масса и заряд пылевых частиц, $-e$ – заряд электрона, $n_{e,c(h)}$ – концентрация холодных (горячих) электронов, n_i – концентрация ионов.

Кроме того, необходимо учесть распределения ионов и электронов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Как уже отмечалось, в плазме магнитосферы Сатурна электроны удовлетворяют к-распределению по скоростям [16]

$$\begin{aligned} n_{e,c} &= n_{e,c0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{e\phi}{T_{ec}} \right)^{-\kappa_c + 1/2}, \\ n_{e,h} &= n_{e,h0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{e\phi}{T_{eh}} \right)^{-\kappa_h + 1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $T_{e,c(h)}$ – температура холодных (горячих) электронов, выраженная в энергетических единицах, индекс “0” соответствует невозмущенным состояниям, κ_c и κ_h – параметры для каппа-распределений холодных и горячих электронов соответственно. Отметим, что $\kappa_c, \kappa_h > 3/2$.

Ионы подчинены распределению Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\phi/T_i}, \quad (3)$$

где T_i – температура ионов, выраженная в энергетических единицах.

Ввиду того, что пылевые звуковые волны достаточно медленные, так что характеризующие их временные масштабы значительно превосходят характерные времена изменения зарядов пылевых частиц (см., например, [17]), заряды пылевых частиц успевают подстраиваться под параметры плазмы, и могут быть определены из уравнения

$$I_e(Z_d) + I_i(Z_d) = 0, \quad (4)$$

где микроскопические токи холодных (горячих) электронов на поверхность пылевой частицы описываются выражением [18]

$$\begin{aligned} I_{e,c(h)}(Z_d) &= \\ &= 2\sqrt{\pi} a^2 e n_{e0,c(h)} \frac{\sqrt{\kappa_{c(h)} - 3/2}}{\kappa_{c(h)} (\kappa_{c(h)} - 1) \Gamma(\kappa_{c(h)} - 1/2)} \frac{\Gamma(\kappa_{c(h)} + 1)}{\Gamma(\kappa_{c(h)} - 1/2)} \times \\ &\times \sqrt{\frac{T_{e,c(h)}}{m_e}} \left(1 - \frac{1}{\kappa_{c(h)} - 3/2} \frac{e^2 Z_d}{a T_{e,c(h)}} \right)^{-\kappa_{c(h)} + 1}, \end{aligned} \quad (5)$$

а микроскопический ток ионов имеет вид [18]

$$I_i(Z_d) = 4\pi a^2 e n_{i0} \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right). \quad (6)$$

Здесь a – размер пылевых частиц, $m_{e(i)}$ – масса электрона (иона), $\Gamma(\kappa_{c(h)})$ – гамма-функция. Отметим, что значения Z_d в солитоне, полученные из уравнения (4), вообще говоря, зависят от электростатического потенциала ϕ . Однако, согласно проведенным вычислениям, учитывающим изменение параметров плазмы в солитоне, эта зависимость не очень сильная. Так, даже в точке максимума солитона, где отклонение заряда от его невозмущенного значения наибольшее, значение заряда менее, чем на 5% отличается от значения заряда в основании солитона, в том числе, и для солитонов большой амплитуды (см. [17]). Данный факт позволяет считать заряды пылевых частиц в солитоне приблизительно постоянными, что и используется в дальнейшем изложении.

Невозмущенные значения концентраций связаны условием квазинейтральности

$$n_{i0} + Z_d n_{d0} = n_{e0,c} + n_{e0,h}. \quad (7)$$

Удобно ввести суммарную концентрацию невозмущенных холодных и горячих электронов

$$n_{eo} = n_{e0,c} + n_{e0,h}, \quad (8)$$

а также коэффициент соотношения между концентрациями холодных и горячих электронов α ($0 \leq \alpha \leq 1$). Тогда имеем

$$n_{e0,c} = \alpha (n_{i0} + Z_d n_{d0}), \quad (9)$$

$$n_{e0,h} = (1 - \alpha) (n_{i0} + Z_d n_{d0}). \quad (10)$$

3. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ

Систему уравнений (1)–(7) можно решать стандартным методом сагдеевского потенциала [19]. Для нахождения локализованного волнового решения, распространяющегося с некоторой постоянной скоростью M , можно перейти в новую систему координат $\xi = x - Mt$, связанную с волной. В этом случае все параметры задачи оказываются зависящими только от новой переменной ξ . Сагдеевский потенциал в безразмерных переменных $e\phi/T_i \rightarrow \phi$, $M/C_{sd} \rightarrow M$, $\xi/\lambda_{Di} \rightarrow \xi$, где $C_{sd} = \sqrt{T_i/m_d}$ и $\lambda_{Di} = \sqrt{T_i/4\pi n_{i0} e^2}$ принимает вид

$$V(\phi) = 1 - e^{-\phi} + (1 - \alpha) \times$$

$$\begin{aligned} & \times (1 + Z_d d) \tau_h \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{\Phi}{\tau_h} \right)^{-\kappa_h + 3/2} \right] + \\ & + \alpha (1 + Z_d d) \tau_c \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{\Phi}{\tau_c} \right)^{-\kappa_c + 3/2} \right] + \\ & + Md \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d \Phi} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $d = n_{d0}/n_{i0}$, $\tau_c = T_{ec}/T_i$, $\tau_h = T_{eh}/T_i$.

$$M > M_{\min} = \sqrt{\frac{Z_d^2 d}{1 + \frac{\alpha(1 + Z_d d) \kappa_c - 1/2}{\tau_c \kappa_c - 3/2} + \frac{(1 - \alpha)(1 + Z_d d) \kappa_h - 1/2}{\tau_h \kappa_h - 3/2}}} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & 1 - e^{-M_{\max}^2/(2Z_d)} + (1 - \alpha) \times \\ & \times (1 + Z_d d) \tau_h \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{M_{\max}^2}{2\tau_h Z_d} \right)^{-\kappa_h + 3/2} \right] + \\ & + \alpha (1 + Z_d d) \tau_c \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{M_{\max}^2}{2\tau_c Z_d} \right)^{-\kappa_c + 3/2} \right] + \\ & + M_{\max}^2 d > 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Ниже приводятся результаты вычислений, которые проводились для следующих параметров плазмы магнитосферы Сатурна (см. [4, 6, 9]): $n_{i0} = 10 \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ К}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.5$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$.

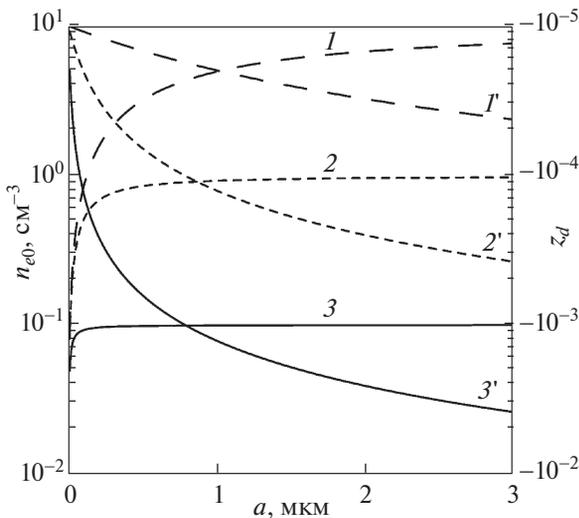


Рис. 1. Зависимости зарядовых чисел Z_d пылевых частиц (кривые 1–3), а также суммарных концентраций электронов n_{e0} (кривые 1'–3') от размеров пыли для различных концентраций пылевых частиц: $n_{d0} = 10^{-4}$ (кривые 1, 1'), 10^{-3} (кривые 2, 2'), 10^{-2} см^{-3} (кривые 3, 3').

Солитонное решение находится из соотношения

$$\frac{1}{2} \Phi_\xi^2 + V(\Phi) = 0, \quad (12)$$

где Φ_ξ обозначает первую производную по ξ функции Φ .

Область определения ($M_{\min} < M < M_{\max}$) для локализованных волновых решений определяется условиями их существования и имеет вид

На рис. 1 изображены зависимости зарядовых чисел Z_d пылевых частиц и суммарных концентраций электронов n_{e0} от размеров пыли для различных концентраций пылевых частиц. Значения Z_d и n_{e0} получены при заданном значении n_{i0} на основе самосогласованного решения уравнений (4)–(7).

На рис. 2 представлены амплитуды пылевых звуковых солитонов в зависимости от размеров пылевых частиц для всего возможного диапазона безразмерных скоростей M при разных концентрациях пыли. На рис. 3–5 изображены характерные виды солитонов (панели а) и соответствующие им сагдеевские потенциалы (панели б и в) для случаев, отличающихся концентрациями и размерами пылевых частиц, а также значениями безразмерной скорости M . Видно, что во всей области определения амплитуды пылевых звуковых солитонов Φ_0 оказываются отрицательными, а их амплитуды могут принимать достаточно большие значения (порядка T_i/e).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность распространения локализованных волновых структур таких, как пылевые звуковые солитоны в запыленной плазме магнитосферы Сатурна, которая включает в себя электроны двух сортов (горячие и холодные), ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. Определены области возможных скоростей и амплитуд солитонов. Найдены солитонные решения для различных размеров и концентраций пылевых частиц в запыленной плазме магнитосферы Сатурна. Оказывается, что во всей области определения амплитуды электростатического потенциала пылевых звуковых солитонов оказываются отрицательными. При этом их абсолютные значения могут быть достаточно большими (порядка T_i/e), что указывает на воз-

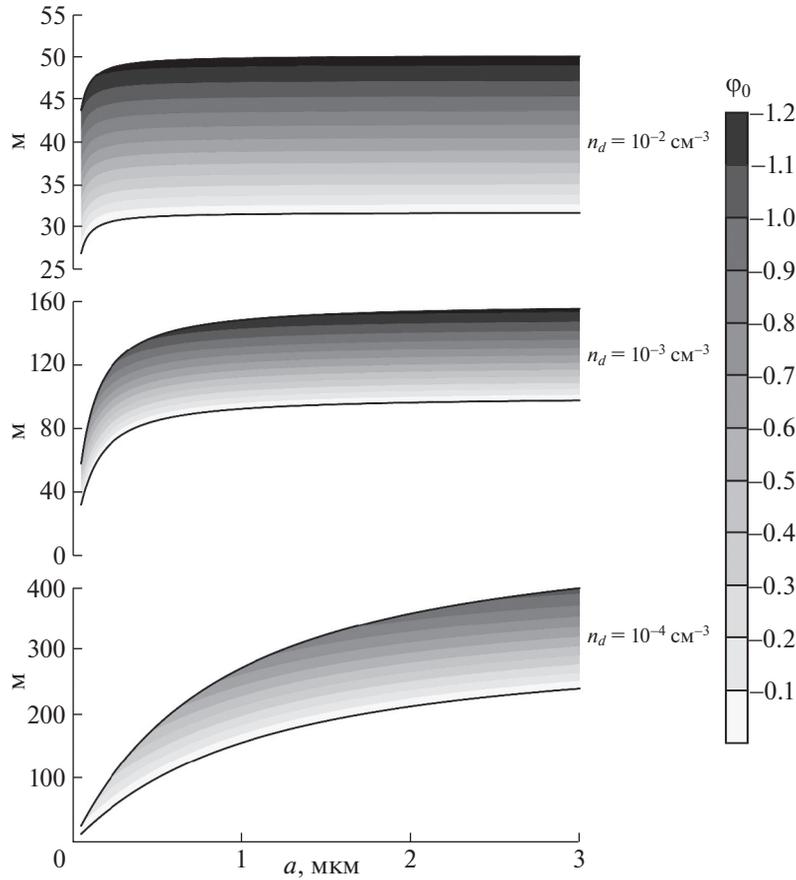


Рис. 2. Амплитуды Φ_0 пылевых звуковых солитонов в зависимости от размеров пылевых частиц в зависимости от безразмерной скорости солитона M при $n_{d0} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Жирные линии соответствуют границам разрешенных областей M .

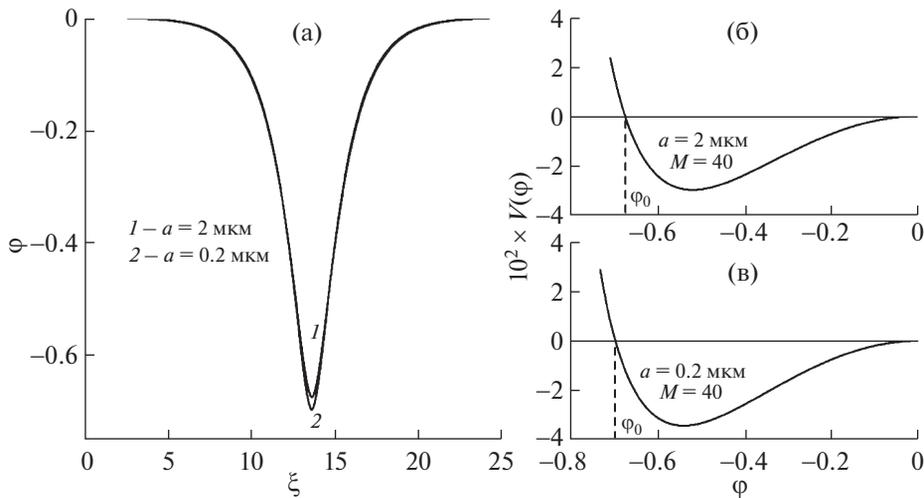


Рис. 3. Пылевые звуковые солитоны (а) и соответствующие им сэгдеевские потенциалы (б) и (в) для случая $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, $M = 40$. Солитон 1 соответствует размерам пылевых частиц $a = 2 \text{ мкм}$. Солитон 2 соответствует размерам пылевых частиц $a = 0.2 \text{ мкм}$.

возможность наблюдения пылевых звуковых солитонов в магнитосфере Сатурна в будущих космических миссиях.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

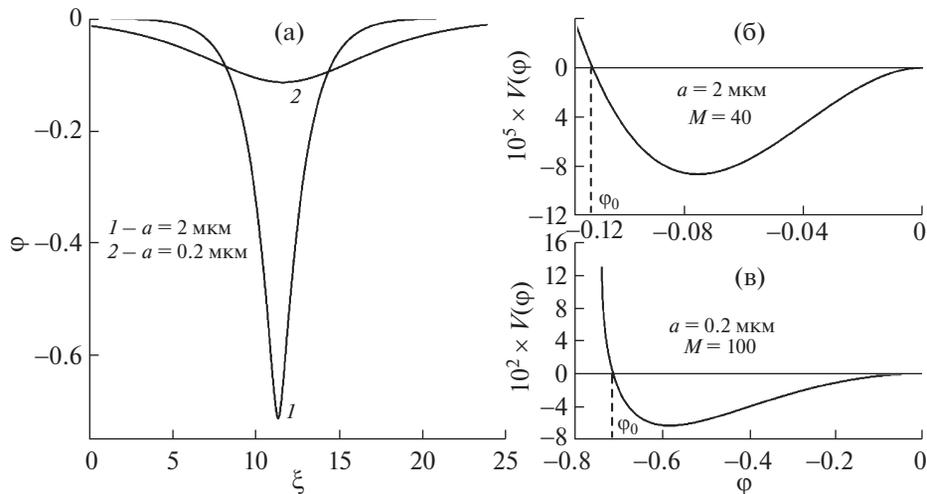


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 для $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $M = 100$.

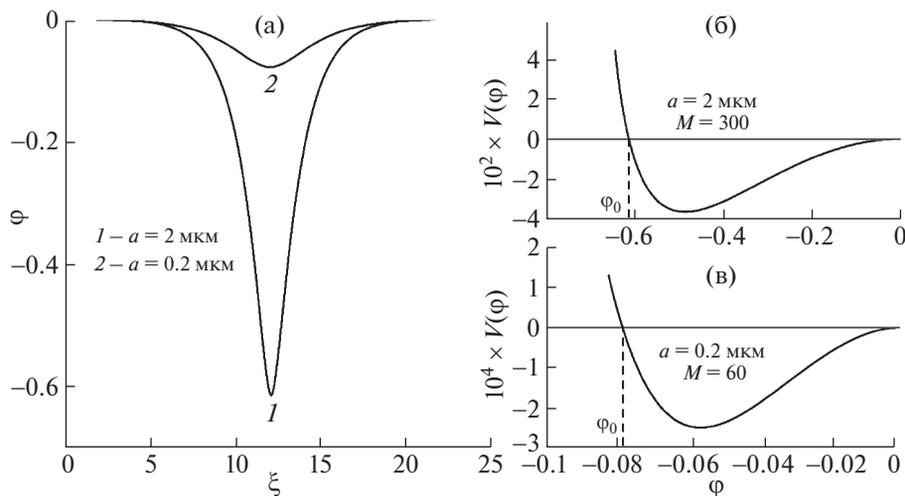


Рис. 5. То же, что и на рис. 3 для $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $M = 300$ для солитона 1 и $M = 60$ для солитона 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попель С.И. // Природа. 2015. № 9. С. 48.
2. Wahlund J.-E., André M., Eriksson A.I.E., Lundberg M., Morooka M.W., Shafiq M., Averkamp T.F., Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., Kurth W.S., Jacobsen K.S., Pedersen A., Farrell W., Ratynskaia S., Piskunov N. // Planet. Space Sci. 2009. V. 57. P. 1795.
3. Yaroshenko V.V., Ratynskaia S., Olson J., Brenning N., Wahlund J.-E., Morooka M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morfill G.E. // Planet. Space Sci. 2009. V. 57. P. 1807.
4. Sittler, Jr. E.C., Ogilvie K.W., Scudde J.D. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 8847.
5. Barbosa D.D., Kurth W.S. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 9351.
6. Koen E.J., Collier A.B., Maharaj S.K., Hellberg M.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072122.
7. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
8. Голубь А.П., Попель С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
9. Schippers P., Blanc M., Andre N., Dandouras I., Lewis G.R., Gilbert L.K., Persoon A.M., Krupp N., Gurnett D.A., Coates A.J., Krimigis S.M., Young D.T., Dougherty M.K. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A07208.
10. Pécseli H.L., Lybekk B., Trulsen J., Eriksson A. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. A227.
11. Попель С.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 475.
12. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Ю М. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
13. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
14. Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 831.
15. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 29.
16. Banerjee G., Maitra S. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 043708.
17. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Adv. Space Research. 2006. V. 37. P. 414.
18. Rubab N., Murtaza G. // Physica Scripta. 2006. V. 73. P. 178.
19. Сагдеев П.З. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 20.

УДК 533.9

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА ПЛОСКОЙ ОДНОРОДНОЙ МИШЕНИ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

© 2022 г. И. М. Габдрахманов^а, Е. А. Говрас^{а, *}

^а *Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Челябинская обл., Снежинск, Россия*

**e-mail: eugene0103@ya.ru*

Поступила в редакцию 11.07.2021 г.

После доработки 25.09.2021 г.

Принята к публикации 01.10.2021 г.

Представлена теоретическая модель лазерно-иницированного ускорения ионов при кулоновском взрыве плоской однородной мишени двухкомпонентного ионного состава. В отличие от известных моделей рассмотрен случай произвольного соотношения полных зарядов ионных компонент. Сравнение результатов с численным решением показывает хорошее согласие практически на всем диапазоне управляющих параметров, что позволяет проводить оптимизацию рассматриваемого режима ускорения ионов. С этой целью найдены условия для генерации пучков наилучшего качества.

Ключевые слова: ультрарелятивистские лазерные импульсы, кулоновский взрыв, лазер-плазменное ускорение ионов

DOI: 10.31857/S0367292122020068

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение заряженных частиц из плазмы под действием мощных лазерных импульсов продолжает оставаться одной из актуальных тематик современной физики высоких плотностей энергии. Энергия ионов, генерируемых при таком взаимодействии, до сих пор не превысила порог 100 МэВ [1, 2]. Сильно проигрывающие классическим ускорителям как по энергии, так и по числу частиц такие пучки ускоренных ионов могут представлять практический интерес благодаря своей ультракороткой длительности, малым пространственным размерам, а также компактности современных лазерных установок. Потенциальные области применения включают в себя: инициирование ядерных реакций [3], генерацию узконаправленных пучков нейтронов [4], радиографию полей в плотной плазме [5, 6], ядерную фармакологию и создание короткоживущих изотопов [7, 8], “быстрый поджиг” термоядерных мишеней [9–11] и многие другие.

Развитие лазерных систем высокой мощности позволяет уже сейчас достигать интенсивностей лазерного излучения порядка 10^{22} Вт/см² [12, 13]. При столь высоких световых потоках и небольших размерах мишени становится возможной ситуация практически полного удаления электронов из плазмы. Реализуется режим кулоновского взрыва. При этом ускоряющее поле является максимально возможным для данной конфигурации

плазмы. Поэтому анализ характеристик ионов из взрывающихся мишеней очень важен для понимания предельно достижимых возможностей лазерного ускорения [14]. Важную роль в подобном анализе, безусловно, играет построение теоретических моделей.

Экспериментально наблюдался пока только взрыв сферических кластеров [15–18], из которых, благодаря быстрому трехмерному падению электростатического поля, возможно полное удаление электронов уже при умеренных интенсивностях лазерного излучения. По этой же причине исследования кулоновского взрыва в основном посвящены сферическим мишеням [19–28]. Для плоских мишеней рассматривается модель направленного кулоновского взрыва [29–31].

В данной работе мы сконцентрируемся на изучении плоских мишеней, как обеспечивающих направленный поток ускоренных частиц большей плотности, чем достигается в газе атомных кластеров. Несмотря на свою простоту, связанную с отсутствием необходимости самосогласованно учитывать поведение электронной компоненты плазмы, кулоновский взрыв все еще недостаточно изучен теоретически.

Повышение эффективности ускорения связано с использованием мишеней с двумя сортами ионов [27, 29, 32]. “Подталкивая” более легкие частицы своим кулоновским полем, тяжелые ионы остова играют роль “кулоновского поршня”,

что положительно сказывается на спектрально-энергетических характеристиках ускоренных частиц [33, 34]. Собственное поле легких ионов увеличивает как их энергию, так и спектральную ширину [34]. Таким образом, модель, пригодная для проведения оптимизационных исследований в широком диапазоне параметров, должна учитывать и движение “поршня”, и поле легких ионов.

Имеющиеся теоретические работы не удовлетворяют этому критерию в полной мере. Например, в [35] рассмотрена плоская двухкомпонентная мишень без учета движения тяжелых ионов, поле легких ионов считается пренебрежимо малым (они являются примесью). В работе [36] для сферической мишени учтено движение “поршня”, но без поля примеси. Учет движения “поршня” для плоских мишеней в пренебрежении полем примеси был сделан для ее слоистого [37] и однородного распределения [38]. Наконец, в работе [34] описано и движение тяжелых ионов, и самодействие легких ионов. Последнее было сделано только в рамках теории возмущений, что опять же ограничивает применение модели.

В настоящей работе мы ликвидируем оставшийся пробел и предлагаем теоретическую модель, являющуюся обобщением работы [34] на произвольное количество (полный заряд) легких ионов в мишени. Оптимальные параметры слоистых мишеней [34], существенно улучшающие характеристики ионов, находятся в диапазоне малых значений заряда легких ионов, где хорошо работает теория возмущений. По этой причине в данной работе слоистые мишени не рассматриваются.

Предлагаемая аналитическая модель построена в рамках пренебрежения действием поля легких ионов на разлет ионов остова. Для определения точности получаемых результатов они сравниваются с численным решением. Таким же образом определяются границы применимости рассматриваемой модели. Аналогично оригинальной работе [34], спектрально-энергетические характеристики ускоренных легких ионов анализируются на “детекторе”, расположенном на фиксированном расстоянии от мишени. Исследована зависимость от основных управляющих параметров относительного заряда (числа частиц) легких ионов с энергиями вблизи максимальной. Найдено оптимальное значение доли легких ионов в мишени, при которой генерируются пучки наилучшего качества. Также проведено сравнение с результатами теории возмущений из работы [34]. Рассмотрен предельный переход к бесконечно тяжелым ионам остова, аналогично работе [35].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плазму мишени, содержащую ионы двух сортов: тяжелые составляют ее основу, остов, и легкие. В рамках механизма кулоновского взрыва электроны считаются удаленными из объема мишени под действием лазерного импульса. Это выполняется при достаточно высоких, ультрарелятивистских интенсивностях падающего излучения. Условием для удаления электрона из мишени является превышение лазерного поля над электростатическим полем притяжения со стороны ионов. Первое можно выразить через безразмерную амплитуду, a_L , следующим образом: $E_L = a_L m_e \omega c / e$ (e – элементарный заряд, c – скорость света, m_e – масса электрона). Напряженность поля плоского заряженного ионного слоя есть $E_C = 2\pi\sigma$, где поверхностная плотность заряда, σ , выражается через объемную плотность ионов мишени, n , с зарядом Z и ее толщину L : $\sigma = ZneL$. С учетом электронейтральности мишени, $n_e = Zn$, где n_e – плотность электронов в мишени (до их удаления), условие $E_L > E_C$ принимает вид

$$a_L > \pi \frac{n_e L}{n_{cr} \lambda}, \quad (1)$$

где n_{cr} – критическая плотность для данной частоты лазерного излучения ω (длины волны λ). Условие (1) обсуждается, например, в [31, 39–41] и, очевидно, отличается от ограничений, накладываемых на лазерное поле для реализации кулоновского взрыва сферического кластера [20, 27]. Также выражение (1) совпадает с полученным аналитически критерием релятивистской прозрачности плазменного слоя конечной толщины [42]. Подставляя выражения для безразмерной амплитуды лазерного поля $a_L = 0.85\lambda \sqrt{I [xt \text{ Вт/см}^2] \times 10^{-18}}$ и критической плотности $n_{cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$, окончательно получаем условие на интенсивность

$$I \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] > 1.1 \times 10^{-23} (n_e [\text{см}^{-3}])^2 (L [\text{мкм}])^2, \quad (2)$$

которое, как видно, не зависит от длины волны падающего излучения. Оценка (2) для полностью ионизованной мишени из алюминия толщиной $L = 50$ нм дает $I > 1.7 \times 10^{22}$ Вт/см². Для взрыва углеродной мишени толщиной 10 нм и плотностью 1 г/см³ достаточно интенсивности 10^{20} Вт/см². Таким образом, варьируя параметры мишени, можно добиться реализации кулоновского взрыва при интенсивностях 10^{20} – 10^{22} Вт/см². Естественно, если речь идет об облучении мишеней с толщинами в несколько нанометров [43], необходимы лазерные импульсы с высокими контрастами.

Для максимизации выхода ускоренных частиц целесообразно рассматривать твердотельные, за- критические мишени: $n_e > n_{cr}$. Эффективное уда- ление электронов требует хорошего, объемного проникновения лазерного поля внутрь мишени. Это означает, что ее толщина не должна превы- шать глубины скин-слоя излучения (релятивист- ского для рассматриваемых интенсивностей)

$$\lambda_{sk} = c \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{\gamma m_e} - \omega^2 \right)^{-1/2}. \quad (3)$$

Здесь $\gamma = \sqrt{1 + a_L^2}$ – Лоренц-фактор электронов в лазерном поле. Для мишени из алюминия при интенсивности 10^{22} Вт/см² имеем условие $L \leq \lambda_{sk} \approx 60$ нм. В общем случае толщина мише- ни должна находиться в диапазоне от нескольких до сотен нм. Отметим согласие данных оценок с ограничениями на толщину мишени для реализа- ции кулоновского взрыва, полученными выше (формула (2) при заданной интенсивности). Для рассматриваемых диапазонов параметров толщи- на мишени, требуемая для реализации кулонов- ского взрыва (2), оказывается практически всегда меньше толщины скин-слоя.

На расстояниях разлета плазмы, меньших, чем размер пятна фокусировки лазерного импульса, можно пренебречь трехмерными эффектами и рассматривать одномерную постановку [14, 31, 44]. Пусть мишень изначально занимает область пространства $-L/2 \leq x \leq L/2$. Для системы, со- стоящей из двух сортов ионов, легких (индекс “l”) и тяжелых (индекс “h”), уравнения Власова для ионных функций распределения имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial f_h}{\partial t} + \frac{p_h}{m_h} \frac{\partial f_h}{\partial x_h} + Z_h e E(x_h, t) \frac{\partial f_h}{\partial p_h} = 0, \\ \frac{\partial f_l}{\partial t} + \frac{p_l}{m_l} \frac{\partial f_l}{\partial x_l} + Z_l e E(x_l, t) \frac{\partial f_l}{\partial p_l} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Находя характеристики и используя симметрию относительно $x = 0$, получаем следующую систе- му уравнений движения ионов в самосогласован- ном электростатическом поле

$$\begin{cases} m_l \ddot{x}_l = Z_l e E(x_l, t), & x_l(0) = x_{l0}, & \dot{x}_l(0) = 0, \\ m_h \ddot{x}_h = Z_h e E(x_h, t), & x_h(0) = x_{h0}, & \dot{x}_h(0) = 0, \\ 0 \leq x_{l0}, x_{h0} \leq \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (5)$$

где m_l и m_h , Z_l и Z_h , x_l и x_h , x_{l0} и x_{h0} – соответст- вующие массы, заряды, текущие и начальные коор- динаты легких и тяжелых ионов. Для напряжен- ности электрического поля имеем

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = 4\pi e (Z_h n_h + Z_l n_l), \quad (6)$$

где n_h , n_l – плотности тяжелых ионов и легких ионов соответственно. Стоит отметить, что из-за симметрии граничное условие для электрическо- го поля имеет вид

$$E(x = 0) = 0. \quad (7)$$

Плотности частиц в (6) выражаются через произ- водные по лагранжевым координатам

$$\begin{aligned} n_h(x_h, t) &= n_{h0} \left| \frac{\partial x_h(x_{h0}, t)}{\partial x_{h0}} \right|^{-1}, \\ n_l(x_l, t) &= n_{l0} \left| \frac{\partial x_l(x_{l0}, t)}{\partial x_{l0}} \right|^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где n_{h0} и n_{l0} – начальные плотности тяжелых и легких ионов соответственно.

Проведем обезразмеривание: координаты ионов будут измеряться в величинах $L/2$, плотности тяже- лых и легких ионов в плотностях n_{h0} и n_{l0} соответ- ственно, время – в единицах обратной плазменной частоты тяжелых ионов $\omega_{ph} = \sqrt{4\pi n_{h0} Z_h^2 e^2 / m_h}$, электрическое поле – в единицах $2\pi Z_h e n_{h0} L$, энергия тяжелых частиц – в $\pi (Z_h e L)^2 n_{h0}$, легких – в $\pi (Z_h e L)^2 n_{h0} m_l / m_h$. Так как будут рассмотрены только однородные мишени, в начальный мо- мент времени все ионы распределены однородно на отрезке от 0 до 1. При интегрировании (6) сла- гаемые, отвечающие за самодействие, можно упростить. Поскольку плотности являются изна- чально неубывающими, то и электрическое поле является неубывающей функцией, следовательно, движение частиц будет однопотоковым. То- гда можно перейти от интегрирования текущей плотности к начальной, а поскольку ионы рас- пределены однородно, получаем

$$\int_0^{x_l} n_l(x', t) dx' = x_{l0}, \quad \int_0^{x_h} n_h(x', t) dx' = x_{h0}. \quad (9)$$

Подставляя поле в систему (5), приходим к следу- ющей системе уравнений:

$$\begin{cases} \ddot{x}_l = \frac{\mu\rho}{1-\rho} x_{l0} + \mu \int_0^{x_l} n_h(x', t) dx', \\ x_l(0) = x_{l0}, \quad \dot{x}_l(0) = 0, \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} \ddot{x}_h = x_{h0} + \frac{\rho}{1-\rho} \int_0^{x_h} n_l(x', t) dx', \\ x_h(0) = x_{h0}, \quad \dot{x}_h(0) = 0, \\ 0 \leq x_{l0}, x_{h0} \leq 1, \end{cases} \quad (11)$$

где первые слагаемые в каждом уравнении отве- чают за ускорение под действием поля ионов того

же сорта (самодействие), а вторые – противоположного. При обезразмеривании возник параметр

$$\mu = \frac{Z_l m_h}{Z_h m_l}, \quad (12)$$

который мы, следуя работам [34, 38], будем называть кинематическим. Он определяет, насколько эффективнее ускоряются легкие ионы в общем поле по сравнению с тяжелыми. Формально этот параметр находится в диапазоне $1 \leq \mu < \infty$, в реальных же экспериментах он не превышает 10, а с учетом рассмотренного ограничения на интенсивность его характерный диапазон $2 \leq \mu \leq 7$. К примеру, для мишени из гидрированного алюминия он примерно равен 2, а для гидрированного свинца при интенсивности 10^{19} Вт/см² достигает 6 (толщина мишени (2) для реализации кулоновского взрыва при такой интенсивности и концентрации свинца 3×10^{22} см⁻³ равна ≈ 1 нм). Значение $\mu = 2$ встречается достаточно часто, поскольку при полной ионизации у тяжелых элементов $Z \approx A/2$, а в качестве легких ионов обычно выступает водород. В отдельных случаях возможно даже значение $\mu < 1$. К примеру, при интенсивности 10^{19} Вт/см² для мишени из алюминия и кислорода он равен примерно 0.9 (толщина мишени из (2) составляет ≈ 1.5 нм). В таком случае тяжелые ионы будут двигаться быстрее легких и удобнее проводить обезразмеривание на величины, отвечающие легким ионам.

Параметр

$$\rho = \frac{q_{l0}}{Q} = \frac{Z_l n_{l0}}{Z_h n_{h0} + Z_l n_{l0}} \quad (13)$$

является отношением полного заряда легких ионов к полному заряду мишени. Последний, строго говоря, зависит от энергии лазерного импульса, которая расходуется, в том числе, на ионизацию. При проведении оптимизационных исследований величину Q будем считать фиксированной. Возможные значения параметра ρ лежат в диапазоне $0 \leq \rho \leq 1$, причем $\rho = 0$ соответствует полному отсутствию легких ионов, а $\rho = 1$ – тяжелых.

Плотности частиц каждого сорта в (10)–(11) после обезразмеривания имеют вид

$$n_h(x_h, t) = \left| \frac{\partial x_h(x_{h0}, t)}{\partial x_{h0}} \right|^{-1}, \quad n_l(x_l, t) = \left| \frac{\partial x_l(x_{l0}, t)}{\partial x_{l0}} \right|^{-1}. \quad (14)$$

Совокупность уравнений (10), (11), (14) составляет общую систему уравнений движения частиц в самосогласованном поле. Получение аналитического решения будет рассмотрено в следующем разделе.

3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Аналитическое решение общей системы уравнений будем искать, пренебрегая влиянием поля легкой ионной компоненты на движение тяжелой. То есть мы не будем учитывать второй член в правой части уравнения (11). Данное приближение оправдано, так как в силу наличия множителя $\mu > 1$ в (10) легкие ионы эффективнее реагируют на ускоряющее поле, а значит движутся быстрее, чем тяжелые. Это приводит к тому, что большая их часть быстро пересечет фронт тяжелых ионов, а значит подынтегральное выражение в (11) должно достаточно быстро убывать со временем в области интегрирования. Также из уравнения (11) видно, что чем меньше значение ρ , тем лучше работает используемое приближение. Точное условие применимости будет найдено далее на основе полученного решения.

В рамках описанного приближения уравнение (11) легко интегрируется и приводит к равноускоренному движению тяжелых ионов, очевидно совпадающему с решением для взрыва плоской мишени с одним сортом ионов [44]

$$x_h = x_{h0} \left(1 + \frac{t^2}{2} \right), \quad (15)$$

откуда, используя (14), получаем

$$n_h = \frac{1}{1 + t^2/2}. \quad (16)$$

Опуская здесь и далее индекс “ l ”, можем записать уравнение для легких ионов в следующем виде:

$$\begin{cases} \ddot{x}(x_0, t) - \frac{\mu x(x_0, t)}{1 + t^2/2} = \frac{\mu \rho}{1 - \rho} x_0, & t \leq t^*(x_0), \\ \ddot{x}(x_0, t) = \mu + \frac{\mu \rho}{1 - \rho} x_0, & t > t^*(x_0), \\ x(x_0, 0) = x_0, \\ \dot{x}(x_0, 0) = 0. \end{cases} \quad (17)$$

Здесь, аналогично работе [34], введено время $t^* = t^*(x_0)$, соответствующее тому моменту, когда частица с данной начальной координатой x_0 догоняет фронт тяжелых ионов,двигающийся по закону (15): $x_{hf} = (1 + t^2/2)$.

В отличие от работы [34] ищем аналитическое решение уравнения (15) без предположений о малости ρ и использования теории возмущений. Решение первого из уравнений (17) можно представить как сумму общего решения однородного уравнения (левая часть) и частного решения неоднородного. Это возможно, поскольку в нашем случае, как можно убедиться, частное решение

удается подобрать как равноускоренное движение

$$x_{pn} = a \left(1 + \frac{t^2}{2} \right) = -\frac{\mu \rho x_0}{(1-\rho)(\mu-1)} \left(1 + \frac{t^2}{2} \right), \quad (18)$$

где константа a найдена из подстановки в уравнение. Для однородного уравнения имеем

$$\ddot{x}(x_0, t) = \frac{\mu x(x_0, t)}{1 + t^2/2}. \quad (19)$$

Решение этого уравнения уже было рассмотрено в работе [34]. При переходе к переменной $z = -t^2/2$ оно сводится к дифференциальному уравнению Эйлера для гипергеометрической функции, откуда общее решение принимает вид

$$\begin{aligned} x_{gh} = & c_1 \cdot {}_2F_1 \left(\frac{-1 - \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{-1 + \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{1}{2}, -\frac{t^2}{2} \right) + \\ & + c_2 t \cdot {}_2F_1 \left(\frac{1 - \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{1 + \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{3}{2}, -\frac{t^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Подставляя сумму $x_{gn} = x_{gh} + x_{pn}$ в общее уравнение и используя начальные условия, находим константы

$$c_1 = x_0 \left(1 + \frac{\mu \rho}{(1-\rho)(\mu-1)} \right), \quad c_2 = 0. \quad (21)$$

Решением второго из уравнений (17), как видно, является движение под действием максимального ускорения от вклада всех ионов остова. Таким образом, полное решение (17) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} x(x_0, t) = & \begin{cases} x_0 F(t) + \frac{\mu \rho x_0}{(1-\rho)(\mu-1)} \left(F(t) - 1 - \frac{t^2}{2} \right), & t \leq t^*(x_0), \\ \mu \left(1 + \frac{\rho x_0}{1-\rho} \right) \frac{t^2}{2} + A(x_0)t + B(x_0), & t > t^*(x_0). \end{cases} \end{aligned} \quad (22)$$

Использовано обозначение $F(t)$ для гипергеометрической функции

$$F(t) \equiv {}_2F_1 \left(\frac{-1 - \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{-1 + \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{1}{2}, -\frac{t^2}{2} \right). \quad (23)$$

Введенные коэффициенты $A(x_0)$ и $B(x_0)$ находятся из сшивки в момент времени $t = t^*(x_0)$. Неявным образом он определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} x_0 F(t^*) \left(1 + \frac{\mu \rho}{(1-\rho)(\mu-1)} \right) = & \\ = \left(1 + \frac{(t^*)^2}{2} \right) \left(1 + \frac{\mu \rho x_0}{(1-\rho)(\mu-1)} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Сами коэффициенты выражаются как

$$\begin{aligned} A(x_0) = & \mu t^* (x_0 F_1(t^*) - 1) + \\ & + \frac{\mu^2 \rho x_0 t^*}{(1-\rho)(\mu-1)} (F_1(t^*) - 1), \\ B(x_0) = & x_0 \left(1 + \frac{\mu \rho}{(1-\rho)(\mu-1)} \right) \times \\ & \times (F(t^*) - \mu (t^*)^2 F_1(t^*)) + \frac{\mu (t^*)^2}{2} + \\ & + \frac{\mu \rho x_0 (\mu (t^*)^2 - 2)}{2(1-\rho)(\mu-1)}. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь использовано следующее обозначение:

$$F_1(t) \equiv {}_2F_1 \left(\frac{3 - \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{3 + \sqrt{1+8\mu}}{4}, \frac{3}{2}, -\frac{t^2}{2} \right) \quad (26)$$

для гипергеометрической функции, возникшей при дифференцировании $F(t)$: $\dot{F}(t) = \mu t F_1(t)$.

Следуя работе [34], будем рассматривать характеристики ускоренных ионов при пересечении ими некоторой плоскости, а не в определенный момент времени. Это соответствует экспериментальной постановке регистрации частиц, прилетающих на детектор. Исходя из одномерности постановки, координата модельного “детектора” должна быть ограничена. В качестве характерной границы одномерного движения приближенно выбирается диаметр пятна фокусировки лазерного импульса [14, 31, 44]. Такой выбор позволяет с хорошей точностью оценить энергию, так как в ходе одномерной стадии ускорения ионы набирают основную часть своей полной энергии: 75% [44] или около 80% [14]. При субмикронной толщине мишени и фокусировке в пятно в несколько микрометров координата “детектора”, x_d , будет иметь значение в несколько десятков.

Зарегистрированная энергия частиц выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \varepsilon(x_0) = & \begin{cases} \frac{1}{2} \left[x_0 \mu t_d F_1(t_d) + \frac{\mu \rho x_0}{(1-\rho)(\mu-1)} (\mu t_d F_1(t_d) - t_d) \right]^2, & x_0 \leq x_0^*, \\ \frac{1}{2} \left[A^2(x_0) - 2\mu \left(1 + \frac{\rho}{1-\rho} x_0 \right) (B(x_0) - x_d) \right], & x_0 > x_0^*. \end{cases} \end{aligned} \quad (27)$$

В данном случае $t_d = t_d(x_0)$ – это время, за которое частица долетает до “детектора”, по аналогии с $t^*(x_0)$ выражаемое неявным образом:

$$x_0 \left(1 + \frac{\mu\rho}{(1-\rho)(\mu-1)} \right) F(t_d) - \frac{\mu\rho x_0}{(1-\rho)(\mu-1)} \left(1 + \frac{t_d^2}{2} \right) = x_d. \quad (28)$$

Координата иона с начальным положением x_0^* в момент его регистрации “детектором” совпадает с фронтом тяжелых ионов. Соответственно, легкие ионы с $x_0 < x_0^*$ не успевают пересечь этот фронт до регистрации “детектором”, а с $x_0 > x_0^*$, наоборот, успевают. Граница между решениями, x_0^* , выражается следующим образом:

$$x_0^* = \frac{x_d}{F(\sqrt{2(x_d-1)}) + \frac{\mu\rho}{(1-\rho)(\mu-1)} (F(\sqrt{2(x_d-1)}) - x_d)}. \quad (29)$$

Из (27) можно найти спектр ионов, зафиксированный “детектором”, по следующей формуле:

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = \left| \frac{\partial\varepsilon}{\partial x_0} \right|^{-1}. \quad (30)$$

Конечные выражения для спектральных распределений мы не приводим по причине их громоздкости.

В случае, когда масса тяжелых ионов значительно больше массы легких, то есть при $\mu \rightarrow \infty$ (12), вышеперечисленные результаты упрощаются. При таком условии, рассмотренном также в работах [34, 35], можно считать тяжелые ионы неподвижными. Тогда, аналогичным образом решая уравнения (17), но уже с отсутствующим слагаемым $t^2/2$ в знаменателе первого члена в правой части, получаем

$$x(x_0, t) = \begin{cases} \frac{x_0}{1-\rho} (\text{ch}(\sqrt{\mu}t) - \rho), & t \leq t^*(x_0); \\ \mu \left(1 + \frac{\rho x_0}{1-\rho} \right) \frac{t^2}{2} + A(x_0)t + B(x_0), & t > t^*(x_0). \end{cases} \quad (31)$$

Введенные коэффициенты $A(x_0)$, $B(x_0)$, а также $t^*(x_0)$ выражаются тогда следующим образом:

$$A(x_0) = \frac{x_0}{1-\rho} \sqrt{\mu} \text{sh}(\sqrt{\mu}t^*) - \mu \left(1 + \frac{\rho}{1-\rho} x_0 \right) t^*,$$

$$B(x_0) = \frac{x_0}{1-\rho} (\text{ch}(\sqrt{\mu}t^*) - \rho) - \mu \left(1 + \frac{\rho}{1-\rho} x_0 \right) \frac{(t^*)^2}{2} - A(x_0)t^*, \quad (32)$$

$$t^*(x_0) = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \text{arch} \left(\frac{1-\rho}{x_0} + \rho \right).$$

Это решение может быть также получено из общего (22) предельным переходом $\mu \rightarrow \infty$ и с учетом соответствующей малости $t^* \ll 1$ (24).

Поскольку тяжелые ионы неподвижны, то введение x_0^* не имеет смысла, так как все легкие ионы пересекут фронт тяжелых прежде, чем достигнут “детектора”. Тогда для энергии имеем простое выражение

$$\varepsilon(x_0) = \frac{\mu(2x_d(1-\rho(1-x_0)) - (1-\rho) - x_0^2(1+\rho))}{2(1-\rho)}. \quad (33)$$

Как видно, при $\mu \rightarrow \infty$ энергия становится линейной по μ , что приводит к одинаковому виду спектров, а также $\varepsilon(x_0)$ квадратично по x_0 , т.е. при некоторых значениях параметров возможна не-монотонность зависимости энергии от x_0 .

С использованием определения плотности (14), найденного решения (22) и уравнения движения тяжелых ионов (15), можно получить условие применимости рассматриваемой модели. Оно находится из условия малости второго члена уравнения (11) по сравнению с первым, т.е. малости воздействия легких ионов на тяжелые по сравнению с самодействием:

$$\frac{\rho}{1-\rho} \int_0^{x_h} n(x', t) dx' \ll x_{h0}. \quad (34)$$

Так как левая часть неравенства зависит только от времени, можно ввести критическое время t_{cr} , соответствующее моменту, после которого влияние легких ионов на тяжелые становится незначительным. Такое время всегда существует при $\mu > 1$, поскольку из уравнений движения именно этот коэффициент обеспечивает более сильное ускорение легких ионов в общем самосогласованном поле ионов мишени. При этом берется первая часть решения (22), поскольку вторая часть соответствует тем легким ионам, которые уже покинули область влияния на тяжелые. Требуя справедливости сделанного приближения для как можно более ранних моментов времени, $t_{cr} \ll 1$, получаем

$$t_{cr} = \sqrt{\frac{2(6\mu\rho - \mu - 4\rho + 1)}{\mu^2 - \mu - 5\mu\rho + 3\rho}}. \quad (35)$$

Отсюда находим границы значений управляющих параметров μ и ρ , в которых применима предлагаемая модель

$$\rho < \frac{\mu^2 \tau^2 + \mu(2 - \tau^2) - 2}{\mu(12 + 5\tau^2) - 3\tau^2 - 8}, \quad (36)$$

где τ – некоторый момент времени, такой, что $t_{cr} < \tau \ll 1$, т.е. чем меньше это значение, тем более строгое условие применимости. Для определенности можно взять $\tau = 0.3$. Зависимость правой части (36) $\propto \mu$ связана с тем, что чем быстрее движутся легкие ионы, тем большим зарядом (ρ) они могут обладать, чтобы их влияние на тяжелые было несущественным.

Требование (34) получается из сравнения мгновенных значений сил, действующих на тяжелый ион. Можно провести сравнение по их интегральному действию, т.е. по вкладу в набираемую энергию. Подобный подход приводит к менее строгому ограничению.

Как видно, полученное условие применимости хорошо согласуется с нашими предположениями, представленными в начале этого раздела: малость параметра ρ или же, напротив, большое значение μ . Однако стоит обратить внимание и на еще одно условие, позволяющее использовать построенную модель. Условие (36) получено из пренебрежения воздействием легких ионов на тяжелые. Однако поскольку мы интересуемся движением легких ионов, в случае, когда воздействием тяжелых ионов на легкие можно пренебречь, мы также можем использовать нашу модель, ведь в этом случае не имеет значения движение тяжелых ионов. Это условие выглядит следующим образом:

$$\frac{\mu \rho x_0}{1 - \rho} \geq \begin{cases} \frac{\mu x(x_0, t)}{1 + \frac{t^2}{2}}, & t \leq t^*(x_0), \\ \mu, & t > t^*(x_0). \end{cases} \quad (37)$$

Оно должно выполняться для как можно большего времени и для большей части частиц. Поскольку $x(x_0, t)$ является возрастающей функцией, то может существовать момент времени, после которого это условие перестает выполняться. Для определенности в качестве предельного момента времени можно взять $t_d(0.1)$ – время достижения “детектора” частицы с начальной координатой $x_0 = 0.1$, поскольку t_d для частиц с большей начальной координатой будет меньше. Так как выражение для t_d (28) является неявным, то аналитическая оценка такого условия применимости представляет довольно сложную задачу, поэтому в дальнейшем оно будет рассчитано численным образом. По общему виду условия (37) можно заметить, что при ρ , достаточно близких к единице, наша модель будет применима. Это логично, по-

скольку переход $\rho \rightarrow 1$ соответствует случаю однокомпонентной мишени, когда влияние тяжелых ионов на движение легких отсутствует.

4. СРАВНЕНИЕ С ЧИСЛЕННЫМ РЕШЕНИЕМ

Для общего случая системы (10)–(11) без пренебрежения воздействием легких ионов на тяжелые было найдено численное решение, результаты которого в этом разделе будут сравниваться с результатами аналитической модели. С учетом ограничения на одномерность использовано значение координаты “детектора”, не превышающее толщину мишени больше, чем на порядок, т.е. $x_d = 20$. Например, это соответствует $L = 50$ нм и $D_f = 0.5$ мкм, что для лазера с энергией 1 Дж и длительностью лазерного импульса 50 фс дает значение интенсивности порядка 10^{22} Вт/см².

Зависимость энергии $\epsilon(x_0)$, зафиксированной “детектором”, находящимся в плоскости с координатой x_d , для $\mu = 2$ и различных значений ρ в диапазоне от 0.1 до 0.9 представлена на рис. 1.

Наличие пологого участка на графике $\epsilon(x_0)$ при $\rho = 0.1$ говорит о большом количестве частиц с близкими энергиями, т.е. формируется квази-моноэнергетический спектр. С увеличением ρ эта особенность пропадает, и при $\rho = 0.9$ зависимость почти линейна. Как видно из сравнения аналитической (сплошные кривые) и численной (штриховые кривые) зависимостей, условие либо малого, либо, наоборот, большого ρ действительно соответствует условию применимости нашей модели. Зависимость $x(x_0)$ при фиксированном t демонстрирует схожее поведение.

Отметим, что графики энергетических зависимостей на рис. 1 выпуклы вверх. Это связано с тем, что мы вычисляем энергию, зарегистрированную в определенной координате, а не в определенный момент времени. К примеру, для однокомпонентной мишени ($\rho \rightarrow 1$) зависимость энергии от координаты в заданный момент времени будет иметь вид $\epsilon(x_0) \propto x_0^2$, в то время как в нашем случае (рис. 1) она практически линейна. Это делает возможной ситуацию, при которой зависимость $\epsilon(x_0)$ не будет монотонно возрастающей, как было видно по формуле (33). Для $\mu \rightarrow \infty$ из (33) можно получить границу $\rho^* = 1/(x_d - 1)$, где при $\rho < \rho^*$ функция $\epsilon(x_0)$ является немонотонной и имеет максимум в координате $x_0 = \rho x_d / (1 + \rho)$. Для конечных μ немонотонность также наблюдается при довольно малых ρ , но их нахождение является достаточно сложной задачей.

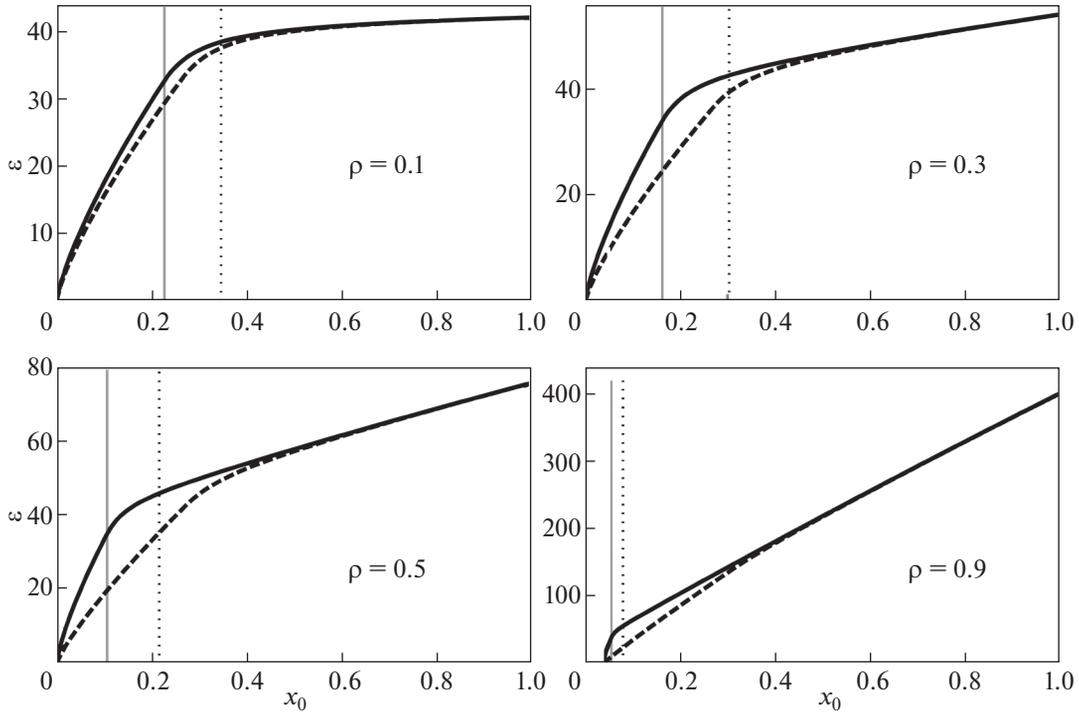


Рис. 1. Зависимость (27) энергии на “детекторе” ($x_d = 20$) от начальной координаты x_0 при $\mu = 2$ для различных ρ (приведены на графиках). Сплошная кривая – аналитическая модель, штриховая – численное решение. Вертикальными линиями показаны значения x_0^* (29) (сплошная) и x_0' (38) (пунктирная).

Как видно на рис. 1, наибольшие отклонения модели от численного расчета наблюдаются у частиц с $x_0^* < x_0 < x_0'$ (границы показаны на рис. 1 вертикальными линиями). Начальная координата x_0' соответствует частице, которая половину времени движения до “детектора” находится позади фронта тяжелых ионов, а половину – перед. То есть эта величина является решением уравнения

$$t^*(x_0') = t_d(x_0')/2. \tag{38}$$

Наибольшее отклонение от численных результатов для таких частиц имеет следующее объяснение. Проводя достаточно большое время в области, занятой тяжелыми ионами, эти частицы оказывают значительное влияние на движение тяжелых ионов. Построенная модель данного эффекта не учитывает. Поэтому появляется расхождение при вычислении самосогласованного поля ионов остова, а значит и в набираемой легкими ионами энергии. Значения энергии, получаемые по аналитической модели, оказываются завышенными. При отсутствии влияния со стороны легких ионов тяжелые ионы двигаются медленнее, поэтому момент пересечения их фронта, t^* (24), достигается раньше. Это приводит к более

быстрому переходу легких ионов в область максимального ускорения и набору больших значений энергии.

Также можно заметить, что при стремлении $\rho \rightarrow 1$ безразмерные значения энергии значительно увеличиваются. Это связано с проведенным обезразмериванием на величины, связанные с тяжелыми ионами. Концентрации тяжелых и легких ионов связаны через параметр ρ (13), а полный заряд мишени остается постоянным. Поэтому при увеличении ρ происходит рост n_{h0} и уменьшение n_{l0} (см. формулу (13)), а так как последняя величина входит в единицу энергии, мы наблюдаем рост ее безразмерных значений.

Численная оценка максимального значения энергии для $\rho = 0.1$ для полностью ионизованной мишени из гидрированного алюминия толщиной 50 нм при начальной плотности ионов Al $n_{h0} = 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ дает значение порядка 180 МэВ, для $\rho = 0.9$ с учетом неизменности полного заряда ионов мишени она также составляет около 180 МэВ.

Количественный анализ расхождений численного, ϵ_{num} , и аналитического, ϵ_{mod} , решения был

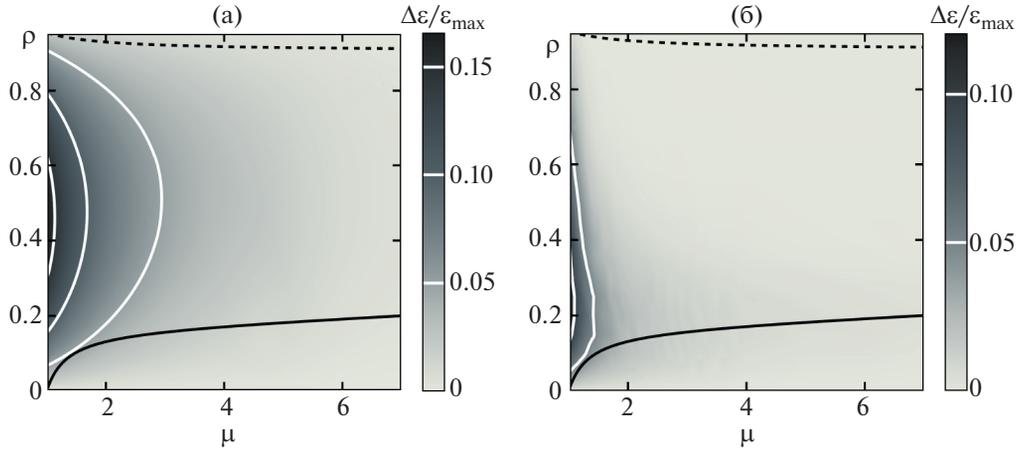


Рис. 2. Относительное среднеквадратичное отклонение энергии $\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\max}$ (39) для диапазона μ от 1.01 до 7 и ρ от 0 до 0.95. Рассмотрены все частицы (а), частицы с энергиями от $0.7\varepsilon_{\max}$ до ε_{\max} (б). Область применимости модели находится ниже сплошной линии и выше штриховой, которые иллюстрируют выражения (36) и (37) соответственно.

проведен путем вычисления среднеквадратичного отклонения

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{1-x_m} \int_{x_m}^1 [\varepsilon_{\text{mod}}(x_0) - \varepsilon_{\text{num}}(x_0)]^2 dx_0}. \quad (39)$$

Результаты сравнения для всего диапазона значений μ и ρ вместе с границами применимости представлены на рис. 2, где в случае (а) — $x_m = 0$, в случае (б) — $\varepsilon(x_m) = 0.7\varepsilon_{\max}$.

Граница применимости для малых ρ найдена из условия (36) подстановкой $\tau = 0.3$, для больших ρ — интегрированием (37) по x_0 в момент времени $t_d(0.1)$ с условием превышения левой части правой в 5 раз. Как можно заметить из рис. 1 и 2, для высокоэнергетических ионов с энергиями отклонения от численной модели существенно меньше. В целом, для основного диапазона значений кинематического параметра, $\mu > 2$, отклонения модели от численного результата не превышают 8% при любых значениях ρ . Если речь идет только о высокоэнергетической части спектра, то там отклонения меньше 3%. Стоит отметить также высокую точность построенной модели за рамками формальных границ применимости.

Сравнение ионных спектров на “детекторе”, вычисленных по формуле (30), показано на рис. 3.

Как и было видно при анализе графиков на рис. 1, при малых ρ спектр является квазимоноэнергетичным. Более сильное самодействие легких ионов при увеличении их полного числа приводит к росту максимальной энергии и увеличению спектральной ширины. При $\rho \rightarrow 1$ спектральное распределение становится практически однородным, что согласуется с рассмотренными выше энергетическими зависимостями. Действи-

тельно, на рис. 1 для $\rho = 0.9$ имеем $\varepsilon(x_0) \propto x_0$. Соответственно, при вычислении спектра и взятии производной (30) получаем $dN/d\varepsilon(\varepsilon) \approx \text{const}$. Такой однородный спектр для однокомпонентной мишени ($\rho \rightarrow 1$) отличается от привычного экспоненциально спадающего теплового [14]. Как было показано выше при анализе рис. 1, это напрямую следует из вычисления нами энергии, зарегистрированной в определенной координате, а не в определенный момент времени.

Аналитические спектры хорошо согласуются с численными при малых ρ , как это было и в случае зависимости $\varepsilon(x_0)$. При больших значениях параметра ρ расхождение в спектрах становится больше, чем для энергетических зависимостей. Это можно объяснить тем, что поскольку спектр находится взятием производной зависимости $\varepsilon(x_0)$, которая, к тому же, находится в знаменателе (30), и при этом он сам зависит от $\varepsilon(x_0)$, то он является более чувствительным к точности вычисления $\varepsilon(x_0)$. Поэтому малые расхождения в энергетической зависимости могут приводить к большим искажениям спектральной, что и видно на рис. 3. Сравнение расхождений аналитических и численных спектров на основе среднеквадратичного отклонения

$$\Delta\left(\frac{dN}{d\varepsilon}\right) = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{\max} - \varepsilon_m} \int_{\varepsilon_m}^{\varepsilon_{\max}} \left[\left(\frac{dN}{d\varepsilon}(\varepsilon)\right)_{\text{mod}} - \left(\frac{dN}{d\varepsilon}(\varepsilon)\right)_{\text{num}} \right]^2 d\varepsilon}, \quad (40)$$

изображенное на рис. 4, это хорошо показывает (ε_m для (а) равен 0, для (б) — $0.7\varepsilon_{\max}$).

Видно, что расхождения спектральных зависимостей являются более значительными по

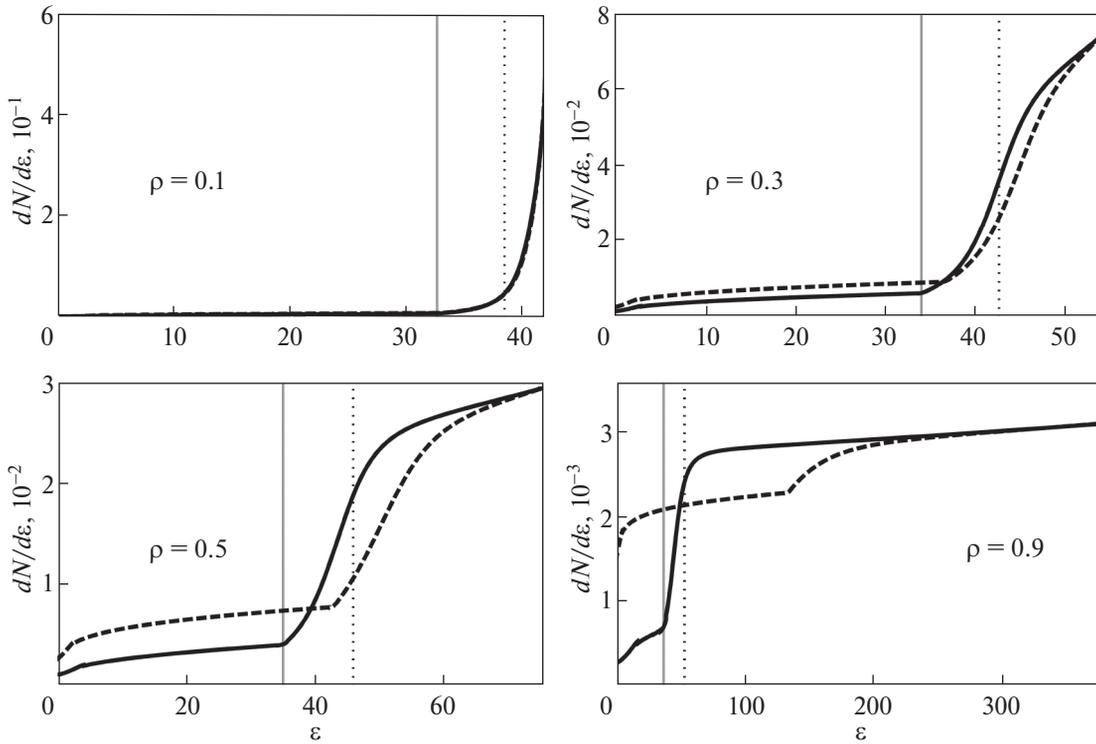


Рис. 3. Спектр частиц, зафиксированных “детектором”, находящимся на расстоянии x_d от начальной координаты x_0 , при $\mu = 2$ и различных ρ (подписаны на графиках). Сплошная кривая – построенная модель, штриховая – численный расчет. Вертикальными линиями показаны значения $\varepsilon(x_0^*)$ (сплошная) и $\varepsilon(x_0')$ (38) (пунктирная).

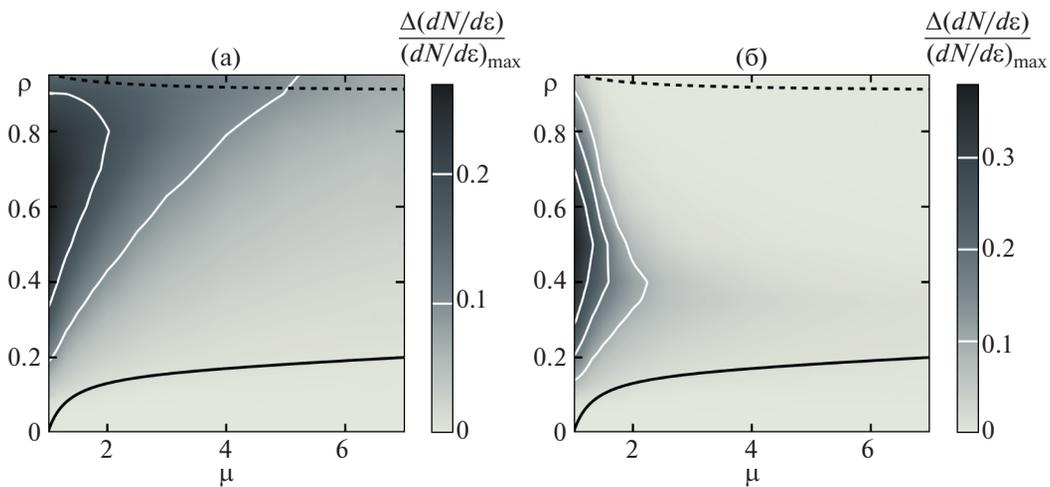


Рис. 4. Относительное среднеквадратичное отклонение спектра $\Delta(dN/d\varepsilon)/(dN/d\varepsilon)_{\max}$ для диапазона μ от 1.01 до 7 и ρ от 0 до 0.95: рассмотрены все частицы (а), только те, которые обладают энергиями от $0.7\varepsilon_{\max}$ до ε_{\max} (б). Область применимости модели находится ниже сплошной линии и выше штриховой, которые иллюстрируют выражения (36) и (37) соответственно.

сравнению с энергетическими в области больших ρ . Максимальные значения отклонений также больше и достигают 30%. В высокоэнергетической части спектра максимальное отклонение еще

больше. Однако, аналогично энергии, это наблюдается лишь в небольшой области вблизи $\mu = 1$. При $\mu > 2$ отклонения не превышают 20%, в высокоэнергетической области этот показатель не

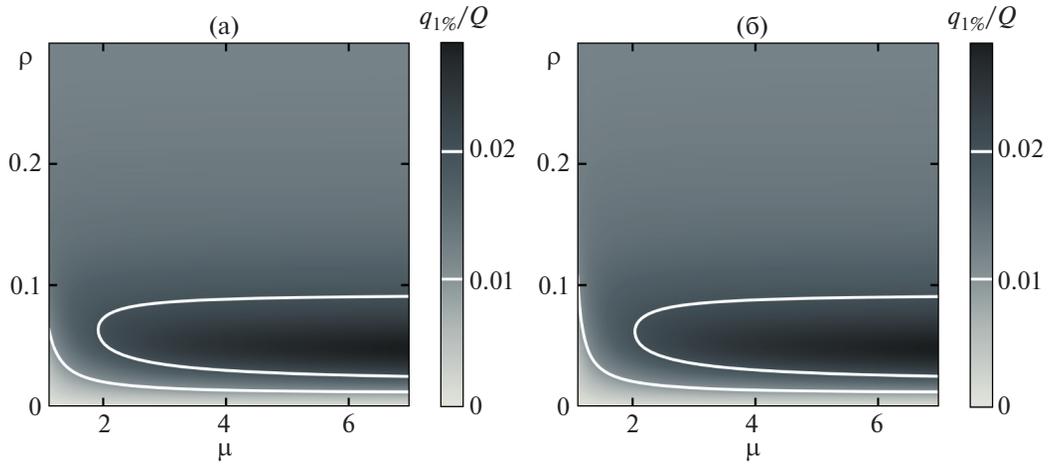


Рис. 5. Зависимость величины $q_{1\%}/Q$ от параметров мишени μ и ρ : аналитическая модель (а), численное решение (б).

больше 12%. В целом, зависимости $dN/d\varepsilon(\varepsilon)$ согласуются хуже, чем $\varepsilon(x_0)$, по упомянутой выше причине – большей чувствительности производной к изменению функции $\varepsilon(x_0)$.

Для количественного анализа качества генерируемых пучков ускоренных ионов введем величину $q_{n\%}$, соответствующую суммарному заряду легких ионов, попадающих в диапазон по энергиям от $(1 - 0.01n)\varepsilon_{\max}$ до ε_{\max} :

$$q_{n\%} = Z \int_{(1-0.01n)\varepsilon_{\max}}^{\varepsilon_{\max}} \frac{dN}{d\varepsilon} d\varepsilon. \quad (41)$$

Зависимость отношения этой величины ко всему заряду от параметров мишени при $n = 1\%$ показана на рис. 5.

В первую очередь отметим хорошее согласие результатов, полученных аналитически и численно: при $\mu > 1.5$ зависимости практически совпадают. Из графиков также видно, что при фиксированном μ больше некоторого значения, существует оптимальное значение ρ , при котором достигается максимум величины $q_{1\%}/Q$, причем после преодоления этого максимума зависимость выходит на константу. Для более подробного анализа построим срезы графиков на рис. 5 при фиксированных μ . Для сравнения возьмем границы интервала кинематического параметра: $\mu = 2$ и $\mu = 7$, а также расширим спектральный диапазон пучка, рассмотрев дополнительно $n = 5\%$ и 10% . Для сравнения также построим зависимости, полученные по теории возмущений из работы [34]. Результаты приведены на рис. 6.

По данным графикам хорошо видно влияние доли легких ионов в мишени на качество их пучка. В начале, на этапе роста их количества увели-

чивается и число частиц, попадающих в узкий спектральный диапазон. После определенного момента дальнейшее увеличение их числа приводит к доминирующему действию собственного кулоновского расталкивания, и в узкой части спектра вблизи максимальной энергии концентрируется все меньше частиц, пока не перестает меняться совсем. При этом правильный подбор первоначального числа ускоряемых ионов позволяет в два раза увеличить их число в 1% спектральном диапазоне при $\mu = 2$ и в 3 раза – при $\mu = 7$. Естественно, важную роль в этом процессе играет формирование квазимоноэнергетической части в спектральном распределении (см. рис. 3).

При увеличении анализируемой спектральной ширины пучка, $n\%$, максимум функции $q_{n\%}/Q(\rho)$ становится менее выраженным. Это связано с уменьшением эффекта от формирования квазимоноэнергетического пучка на фоне большого числа анализируемых частиц. При $n \rightarrow 100\%$, к примеру, зависимость переходит в прямую пропорциональность, поскольку в этом случае $q_{100\%}/Q = \rho$. На графиках рис. 6 также видно, что теория возмущений хорошо работает только внутри своей области применимости при малых $\rho \lesssim 0.1$. Построенная модель совпадает с численным решением практически на всем диапазоне при $\mu > 2$, несмотря на то, что условие применимости (показано вертикальными линиями на рис. 6) является значительно более жестким, – вывод, согласующийся с графиками на рис. 2 и 4. Максимальное отклонение наблюдается вблизи максимума, причем при $n = 1\%$ для $\mu = 2$ отклонение положения максимума и его значения составляют всего 1% и 3%, а для $\mu = 7$ – 0.1% и 0.5% соответственно.

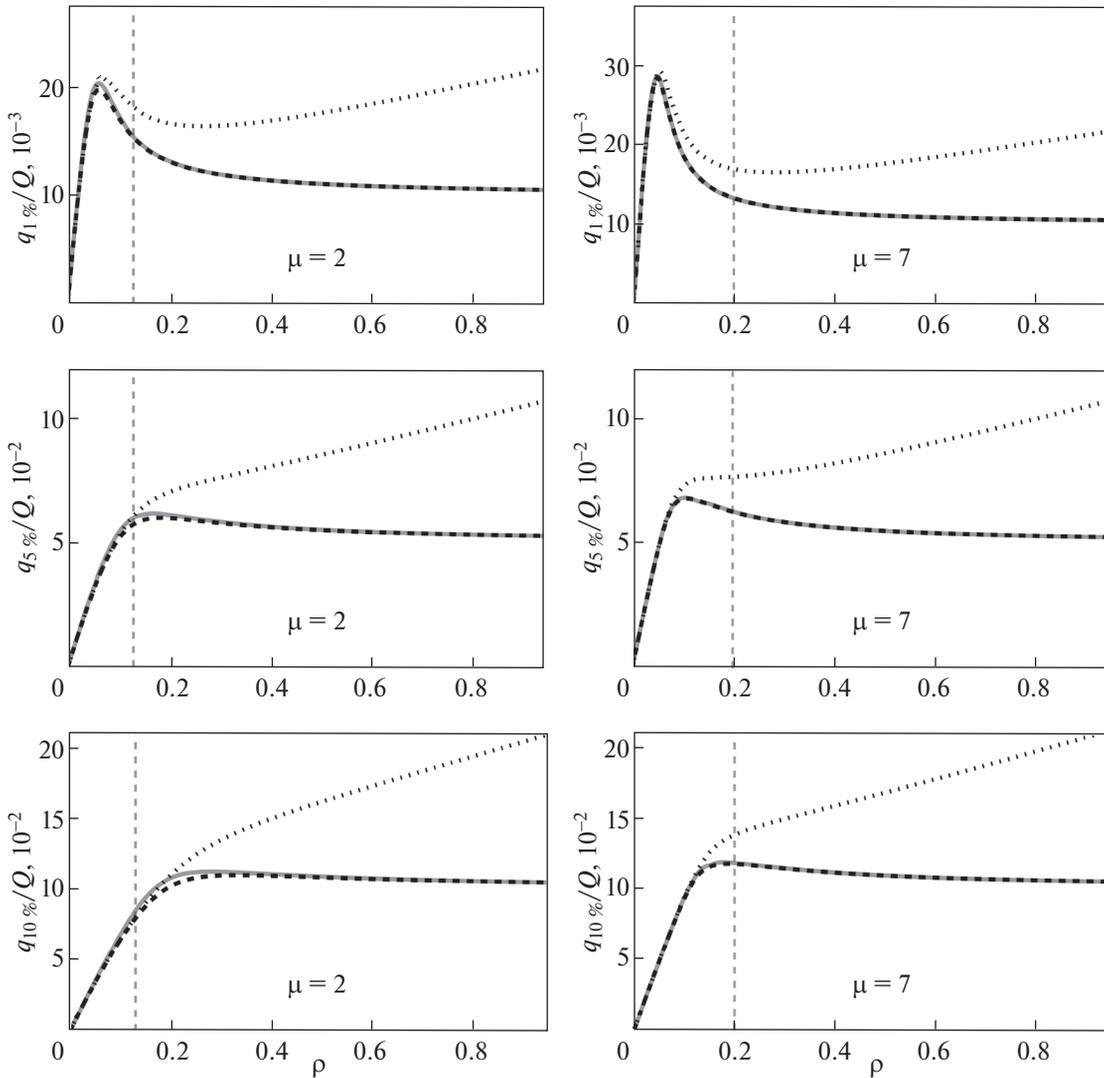


Рис. 6. Сравнение аналитической (сплошная кривая), численной (штрихованная) и по теории возмущений из [34] (пунктирная) зависимостей $q_{n\%}/Q$ от ρ при $n = 1\%, 5\%, 10\%$ и $\mu = 2$ и 7 . Вертикальной штриховой линией изображена граница применимости из (36).

Также стоит отметить, что величину (41) можно рассчитать для кулоновского взрыва однокомпонентной фольги [44]

$$\frac{q_{n\%}}{Q} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{(x_d - 2)^2 + 4p(x_d - 1)} - (x_d - 2) \right). \quad (42)$$

В данном случае $p = n/100$. Согласно определению (13), случай однокомпонентной фольги соответствует $\rho \rightarrow 1$, поэтому графики на рис. 6 стремятся к значению (42). Поскольку мы рассматриваем $x_d \gg 1$, то выражение в правой части (42) упрощается до величины p , а значит приближенно $q_{n\%}/Q \rightarrow p = n/100$ при $\rho \rightarrow 1$, в чем и можно убедиться на рис. 6.

Также представляет интерес поведение функции $\rho_{opt}(\mu)$, где ρ_{opt} соответствует доле заряда легких ионов, при котором величина $q_{n\%}(\rho)/Q$ имеет максимальное значение. Такая зависимость представлена на рис. 7, где также изображено $\rho_{opt}(\mu \rightarrow \infty)$ из формул (31)–(33).

Видно, что зависимости в области, находящейся ниже изображенной границы применимости, согласуются достаточно хорошо, а выше, напротив, расходятся существенным образом. В частности, для численного решения при $\mu \rightarrow 1$ оптимум по параметру ρ пропадает, и максимальное значение функции наблюдается при $\rho = 1$. Это связано с тем, что при $\mu = 1$ ионы ничем не отличаются друг от друга, а поэтому зависимость

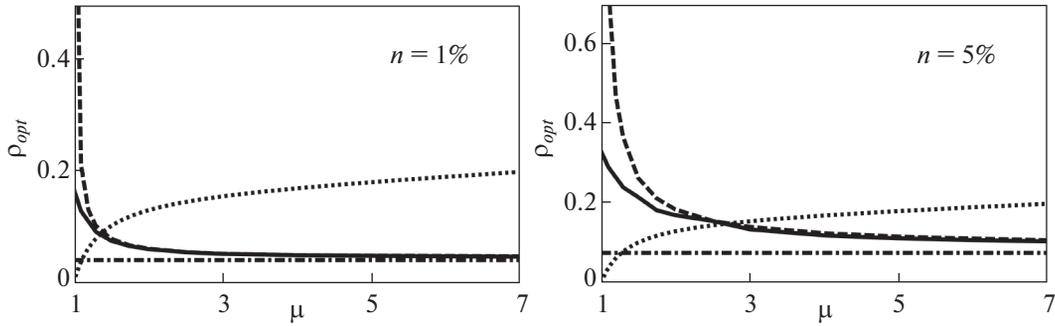


Рис. 7. Зависимость оптимального значения параметра ρ от параметра μ для $n = 1\%$ и 5% для аналитической модели (сплошная кривая) и численного решения (штрихованная). Штрихпунктирной линией показано значение ρ_{opt} для $\mu \rightarrow \infty$, вычисленное из (43). Пунктирной кривой изображена граница области применимости из (36), ниже которой модель согласуется с точным решением.

$q_{n\%}(\rho)/Q$ является линейной. При этом параметр ρ показывает некоторую долю, взятую произвольно из общего количества одинаковых ионов. При увеличении μ , напротив, и численная, и аналитическая модель имеют асимптоту, что непосредственно следует из (33), ведь пропорциональ-

ность $\varepsilon \propto \mu$ означает, что вид спектра у всех μ одинаков с точностью до множителя, при интегрировании по энергии этот множитель сокращается, поэтому зависимость $q_{n\%}(\rho)/Q$ совпадает и для произвольных p и x_d выглядит следующим образом:

$$\frac{q_{n\%}(\rho)}{Q} = \begin{cases} \rho \left(1 - \frac{\rho x_d - \sqrt{2p(x_d - 1)(1 + \rho) + (1 + \rho - \rho x_d)^2}}{1 + \rho} \right), & \rho \geq \max(\rho^*, \rho_1(p)); \\ \rho, & \begin{cases} \rho^* \leq \rho < \rho_1(p), \\ \rho_2(p) \leq \rho < \min(\rho_3(p), \rho^*); \end{cases} \\ \rho \left(1 - \frac{\rho x_d - \sqrt{p(\rho^2 x_d^2 + (2x_d - 1)(1 - \rho^2))}}{1 + \rho} \right), & \max(\rho_2(p), \rho_3(p)) \leq \rho < \rho^*; \\ \frac{2\rho \sqrt{p(\rho^2 x_d^2 + (2x_d - 1)(1 - \rho^2))}}{1 + \rho}, & \rho_3(p) \leq \rho < \min(\rho_2(p), \rho^*); \\ \rho \left(\frac{\rho x_d + \sqrt{p(\rho^2 x_d^2 + (2x_d - 1)(1 - \rho^2))}}{1 + \rho} \right), & \rho < \min(\rho_2(p), \rho_3(p), \rho^*). \end{cases} \quad (43)$$

В данном случае из-за немонотонности энергии, а также из-за того, что $\varepsilon(x_0 = 0) \neq 0$ из (33), возникают границы по ρ которые могут быть выражены как

$$\begin{aligned} \rho^* &= \frac{1}{x_d - 1}, & \rho_1(p) &= \frac{2p(x_d - 1) + 1}{2x_d - 1}, \\ \rho_2(p) &= \frac{1 - \sqrt{p(2x_d(1 - p) + p)}}{(x_d - 1)(1 - p)}, \\ \rho_3(p) &= \sqrt{\frac{p(2x_d - 1)}{x_d^2(1 - p) + 2p(x_d - 1)}}. \end{aligned} \quad (44)$$

Находя максимум этого выражения, получаем

$$\rho_{opt}(p) = \begin{cases} 1, & p \geq \frac{2(3x_d - 4)}{9(x_d - 1)}; \\ \frac{\sqrt{\frac{2(2x_d - p)}{x_d - 1} - 2(1 - p)}}{(2 - p)}, & \frac{2(2x_d - p)}{(2x_d - 1)^2} \leq p < \frac{2(3x_d - 4)}{9(x_d - 1)}; \\ \rho_{opt}^*(p), & p^* \leq p < \frac{2x_d}{(2x_d - 1)^2}; \\ \rho_2(p), & p < p^*. \end{cases} \quad (45)$$

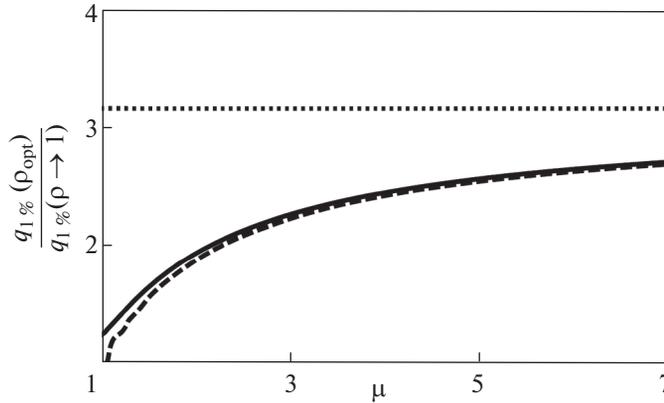


Рис. 8. Зависимость отношения $q_{1\%}(\rho_{opt})/q_{1\%}(\rho \rightarrow 1)$ от параметра μ для аналитической модели (сплошная кривая) и численного решения (штрихованная). Пунктирной линией показано значение этого отношения для $\mu \rightarrow \infty$, вычисленное из (43) и (45).

Использованы обозначения $\rho_{opt}^*(p)$ и p^* , которые не могут быть выражены точно аналитически, однако могут быть приближенно оценены следующими выражениями, исходя из малости ρ и p в этих пределах

$$\rho_{opt}^*(p) \approx \sqrt{\frac{x_d + \sqrt{2px_d}}{x_d - 1}} - 1, \tag{46}$$

$$p^* \approx \frac{(9x_d^2 - 8x_d + 1) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4x_d^2}{(9x_d^2 - 8x_d + 1)^2}} \right)}{4x_d}.$$

Как можно заметить, после некоторого значения p максимум пропадает, что связано с тем, что зависимость $q_{n\%}(\rho)/Q$ при $p \rightarrow 1$ становится линейной.

С помощью формул (43), (45) можно оценивать асимптотические значения оптимальных параметров при больших μ . Можно заметить, что значение ρ_{opt} в данном случае непосредственно связано с максимумом параболической зависимости (33). Действительно, для x_d и $n = 1\%$ $\rho_{opt} \approx 0.04$, в то время как максимум функции $\epsilon(x_0)$ появляется при $p^* \approx 0.05$. Это связано с тем, что именно при ρ , близких к ρ^* , будет наблюдаться квазиодноэнергетичность.

Интересна также оценка значений максимумов в точках ρ_{opt} , изображенная на рис. 8 в виде отношения $q_{1\%}(\rho_{opt})$ к значению $q_{1\%}$ для однокомпонентной мишени. Видно, что максимум растет при увеличении μ и постепенно выходит на асимптоту, соответствующую значению этого максимума при $\mu \rightarrow \infty$. Таким образом, для получения пучков наибольшего качества необходимо как можно большее значение параметра μ , пара-

метр ρ же, напротив, не должен быть слишком большим и близким к ρ^* .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена обобщенная одномерная теоретическая модель лазерно-иницированного ускорения ионов тонкой мишени, содержащей ионы двух сортов, для произвольного относительного заряда легких ионов, ρ . Не претендуя на описание случая произвольной температуры электронов плазмы, мы рассмотрели случай кулоновского взрыва, реализуемый при ультрарелятивистских интенсивностях лазера. С учетом ограничения на одномерность модели, энергетические зависимости рассматривались на расстояниях, не превышающих толщину мишени больше, чем на порядок. Для повышения выхода ускоренных частиц рассмотрены закритические мишени с $n_e > n_{cr}$, поэтому учитывалось требование полного, объемного нагрева мишени лазерным излучением. Для используемых диапазонов параметров глубина скин-слоя практически всегда оказывается больше толщины, требуемой для реализации кулоновского взрыва. Единственным использованным приближением модели являлось пренебрежение воздействием легких ионов на движение тяжелых. На основе полученного решения были найдены пределы применимости такого допущения.

Сравнение энергетических зависимостей на “детекторе” для построенной модели с численным расчетом дает согласие в пределах 8% среднеквадратичного отклонения для практически реализуемых значений $\mu \geq 2$, отклонение спектральной зависимости находится в пределах 20%. Для частиц, обладающих энергиями вблизи максимальной ($0.7\epsilon_{max} - \epsilon_{max}$), это отклонение еще

меньше и составляет 3% и 12% для отклонений в энергии и спектральных распределений соответственно. Самое большое отклонение наблюдалось лишь в небольшой области вблизи $\mu \sim 1$, которая соответствует идентичным тяжелым и легким ионам, т.е. случаю одной компоненты, решение для которого является более простым.

Зависимость введенной величины $q_{n\%}(\rho)/Q$, соответствующей числу ионов в $n\%$ -диапазоне вблизи максимальной энергии, показывает, что уже при $\mu = 2$ модель очень хорошо согласуется с численным решением на всем диапазоне ρ , в отличие от теории возмущений из [34], работающей лишь при малых $\rho \leq 0.1$. Зависимость оптимального значения доли легких ионов $\rho_{opt}(\mu)$, соответствующего квазиодноэнергетическому пучку ионов с наибольшим числом частиц, также хорошо это демонстрирует.

Для нахождения $\rho_{opt}(\mu \rightarrow \infty)$, являющейся постоянной величиной, рассмотрена упрощенная модель с неподвижными тяжелыми ионами, для которой найдена точная аналитическая зависимость $q_{n\%}(\rho)/Q$ для произвольных n и x_d , из которой рассчитана приближенная зависимость $\rho_{opt}(\rho)$. Построенная функция позволяет приближенно оценить оптимальное значение относительного заряда примесных ионов для максимального количества требуемой доли высокоэнергетических ионов для любой координаты “детектора” при условии достаточно большого μ .

Из этих оценок следует, что при больших значениях кинематического параметра μ и, напротив, при довольно малых $\rho \sim \rho^* = 1/(x_d - 1)$ количество ионов, обладающих энергиями, близкими к максимальной, является наибольшим, что дает соответствующие рекомендации по используемым мишеням. Такие параметры наблюдаются при использовании в качестве легких ионов водорода, а в качестве тяжелых — не полностью ионизованного тяжелого элемента, при этом с учетом большого заряда концентрация тяжелых ионов должна быть сопоставима или даже несколько меньше концентрации легких.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim I.J., Pae K.H., Choi I.W., Lee C.-L., Kim H.T., Singhal H., Sung J.H., Lee S.K., Lee H.W., Nickles P.V., Jeong T.M., Kim C.M., Nam C.H. // Phys. Plasmas. 0216. V. 23. P. 070701. <https://doi.org/10.1063/1.4958654>
2. Higginson A., Gray R.J., King M., Dance R.J., Williamson S.D.R., Butler N.M.H., Wilson R., Capdessus R., Armstrong C., Green J.S., Hawkes S.J., Martin P., Wei W.Q., Mirfayzi S.R., Yuan X.H., Kar S., Borghesi M., Clarke R.J., Neely D., McKenna P. // Nat. Commun. 2018. V. 9. P. 724. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9>
3. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. // ЖЭТФ 1999. Т. 115. С. 2080.
4. Roth M., Jung D., Falk K., Guler N., Deppert O., Devlin M., Favalli A., Fernandez J., Gautier D., Geissel R., Haight R., Hamilton C.E., Hegelich B.M., Johnson R.P., Merrill F., Schaumann G., Schoenberg K., Schollmeier M., Shimada T., Taddeucci T., Tybo J.L., Wagner F., Wender S.A., Wilde C.H., Wurden G.A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 044802. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.044802>
5. Li C.K., Séguin F.H., Frenje J.A., Rygg J.R., Petraso R.D., Town R.P.J., Amendt P.A., Hatchett S.P., Landen O.L., Mackinnon A.J., Patel P.K., Smalyuk V.A., Sangster T.C., Knauer J.P. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 135003. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.97.135003>
6. Mackinnon A.J., Patel P.K., Town R.P., Edwards M.J., Phillips T., Lerner S.C., Price D.W., Hicks D., Key M.H., Hatchett S., Wilks S.C., Borghesi M., Romagnani L., Kar S., Toncian T., Pretzler G., Willi O., Koenig M., Martinolli E., Lepape S., Benuzzi-Mounaix A., Audebert P., Gauthier J.C., King J., Snavely R., Freeman R.R., Boehly T. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 3531. <https://doi.org/10.1063/1.1788893>
7. Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S., Flippo K., Mourou G., Umstadter D., Bychenkov V.Yu. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 595. <https://doi.org/10.1063/1.1343845>
8. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V., Mourou G. // Laser Part. Beams 2014. V. 32. P. 605. <https://doi.org/10.1017/s0263034614000615>
9. Быченков В.Ю., Розмус В., Максимчук А., Умитадтер Д., Капчак К.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 1076.
10. Roth M., Cowan T.E., Key M.H., Hatchett S.P., Brown C., Fountain W., Johnson J., Pennington D.M., Snavely R.A., Wilks S.C., Yasuike K., Ruhl H., Pegoraro F., Bulanov S.V., Campbell E.M., Perry M.D., Powell H. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 436. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.86.436>
11. Гуськов С.Ю. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 885.
12. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 2837. <https://doi.org/10.1364/ol.29.002837>
13. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 2109. <https://doi.org/10.1364/oe.16.002109>
14. Говрас Е.А., Быченков В.Ю. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. С. 147.
15. Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Mason M.B., Hay N., Smith R.A., Marangos J., Hutchinson M.H.R. // Nature. 1997. V. 386. P. 54. <https://doi.org/10.1038/386054a0>
16. Springate E., Hay N., Tisch J.W.G., Mason M.B., Ditmire T., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R. // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 044101. <https://doi.org/10.1103/physreva.61.044101>

17. *Springate E., Hay N., Tisch J.W.G., Mason M.B., Ditmire T., Hutchinson M.H.R., Marangos J.P.* // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 063201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.61.063201>
18. *Zweiback J., Smith R.A., Cowan T.E., Hays G., Wharton K.B., Yanovsky V.P., Ditmire T.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2634.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2634>
19. *Last I., Schek I., Jortner J.* // J. Chem. Phys. 1997. V. 107. P. 6685.
<https://doi.org/10.1063/1.474911>
20. *Esirkepov T., Bingham R., Bulanov S., Honda T., Nishihara K., Pegoraro F.* // Laser Part. Beams. 2000. V. 18. P. 503.
<https://doi.org/10.1017/s0263034600183211>
21. *Last I., Jortner J.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 033401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.033401>
22. *Nishihara K., Amitani H., Murakami M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2001. V. 464. P. 98.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00014-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00014-6)
23. *Kaplan A.E., Dubetsky B.Y., Shkolnikov P.L.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 143401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.143401>
24. *Ковалев В.Ф., Быченко В.Ю.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. С. 243.
25. *Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V.* // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 309.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.309>
26. *Echkina E.Y., Inovenkov I.N., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Koga J., Bulanov S.V.* // Laser Phys. 2009. V. 19. P. 228.
<https://doi.org/10.1134/S1054660X09020121>
27. *Murakami M., Mima K.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 103108.
<https://doi.org/10.1063/1.3256183>
28. *Andreev A.A., Nickles P.V., Platonov K.Yu.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 023110.
<https://doi.org/10.1063/1.3309479>
29. *Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Nishihara K., Tajima T., Pegoraro F., Khoroshkov V.S., Mima K., Daido H., Kato Y., Kitagawa Y., Nagai K., Sakabe S.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 175003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.175003>
30. *Bulanov S.S., Brantov A., Bychenkov V.Yu., Chvykov V., Kalinchenko G., Matsuoka T., Rousseau P., Reed S., Yanovsky V., Litzenberg D.W., Krushelnick K., Maksimchuk A.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 78. P. 026412.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.78.026412>
31. *Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Yu., Rozmus W.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2015. V. 18. P. 021301.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.18.021301>
32. *Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadter D., Bychenkov V.Yu.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4108.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4108>
33. *Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Bychenkov V.Yu., Bochkarev S.G.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 043107.
<https://doi.org/10.1063/1.3105991>
34. *Говрас Е.А., Быченко В.Ю., Брантов А.В.* // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 859.
35. *Андряш И.А., Быченко В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 81.
36. *Андряш И.А., Быченко В.Ю., Брантов А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 720.
37. *Быченко В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1053.
38. *Говрас Е.А., Быченко В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 757.
39. *Macchi A., Borghesi M., Passoni M.* // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751.
<https://doi.org/10.1103/revmodphys.85.751>
40. *Буланов С.В., Вилкенс Я.Я., Есиркепов Т.Ж., Корн Г., Крафт Г., Крафт С.Д., Моллс М., Хорошков В.С.* // УФН. 2014. Т. 184. С. 1265.
<https://doi.org/10.3367/ufnr.0184.201412a.1265>
41. *Быченко В.Ю., Брантов А.В., Говрас Е.А., Ковалев В.Ф.* // УФН. 2015. Т. 185. С. 77.
<https://doi.org/10.3367/ufnr.0185.201501f.0077>
42. *Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2727.
<https://doi.org/10.1063/1.872961>
43. *Kiefer D., Henig A., Jung D., Gautier D.C., Flippo K.A., Gaillard S.A., Letzring S., Johnson R.P., Shah R.C., Shimada T., Fernández J.C., Liechtenstein V.Kh., Schreiber J., Hegelich B.M., Habs D.* // Eur. Phys. J. D. 2009. V. 55. P. 427.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2009-00199-0>
44. *Быченко В.Ю., Ковалев В.Ф.* // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 1143.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОДПороГОВОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ
ПРИ СНИЖЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ© 2022 г. К. В. Артемьев^a, Г. М. Батанов^a, Н. К. Бережецкая^a, В. Д. Борзосеков^{a, *},
А. М. Давыдов^a, Л. В. Колик^a, Е. М. Кончев^a, И. А. Косый^a, Д. В. Малахов^a,
И. В. Моряков^a, А. Е. Петров^a, К. А. Сарксян^a, В. Д. Степахин^a, Н. К. Харчев^a^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: borzosekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 13.09.2021 г.

После доработки 05.10.2021 г.

Принята к публикации 05.10.2021 г.

Зарегистрировано изменение характеристик подпорогового микроволнового (СНС) разряда в воздухе атмосферного давления при интенсивностях волнового пучка в интервале $3.3\text{--}4.8 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Установлено качественное изменение структуры свечения разряда при переходе от более высоких к более низким интенсивностям: исчезновение структуры в виде системы контрагированных каналов головной части разряда и возникновение неоднородного диффузного свечения по всей длине разряда. Изменение структуры разряда при падении интенсивности от 4.8 до $3.3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ сопровождается падением скорости распространения фронта разряда от 1.7×10^3 до $2.8 \times 10^2 \text{ см/с}$, т.е. отступлением от квадратичного закона зависимости скорости фронта от интенсивности. При этом также зарегистрировано понижение уровня колебаний интенсивности УФ-излучения за фронтом разряда.

Ключевые слова: гиротрон, микроволновый разряд, СНС-разряд, распространение разряда

DOI: 10.31857/S0367292122020020

1. ВВЕДЕНИЕ

В микроволновом подпороговом разряде при давлениях газов, близких к атмосферному, когда частота электрон-нейтральных столкновений $\nu_{\text{ен}}$ больше частоты поля, существует ультрафиолетовый (УФ) ореол на фронте разряда. УФ-ореол обеспечивает развитие несамостоятельного микроволнового разряда. Возникновение волны ионизации, распространяющейся навстречу волновому пучку, т.е. движение фронта разряда по газу, происходит в результате последовательных переходов от несамостоятельного разряда к самостоятельному посредством механизма ионизационно-перегревной неустойчивости. При этом возникает скачкообразное перемещение фронта разряда со скоростями как ниже скорости звука в газе, так и существенно выше звуковой скорости [1–13].

Для сантиметрового и миллиметрового диапазона длин волн при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости характерно образование на фронте разряда структуры в виде системы контрагированных каналов с высокой плотностью энерговыделения (~ 1 эВ на молекулу). Такая

структура представляет собой результат развития конгломерата линейчатых разрядов, преимущественно ориентированных вдоль вектора электрического поля электромагнитной волны. Из-за высокой плотности энерговыделения, такого рода разряды являются источниками ионизационного УФ-излучения. Под действием этого излучения вокруг них возникает область фотоплазмы, в которой в свою очередь под действием внешнего СВЧ-поля развивается несамостоятельный разряд, переходящий вследствие механизма ионизационно-перегревной неустойчивости в самостоятельную форму [4, 5]. Такой разряд был назван самодерживающимся несамостоятельным (СНС) разрядом.

Характерной особенностью для СНС-разрядов в воздухе является почти квадратичная зависимость скорости фронта разряда от интенсивности микроволнового излучения [6–8, 11]. Однако еще в [6] было установлено отступление от квадратичного закона при интенсивностях ниже $3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Аналогичный результат был получен в разрядах для углекислого газа [8]. В разряде для аргона было показано, что ячеистая структура

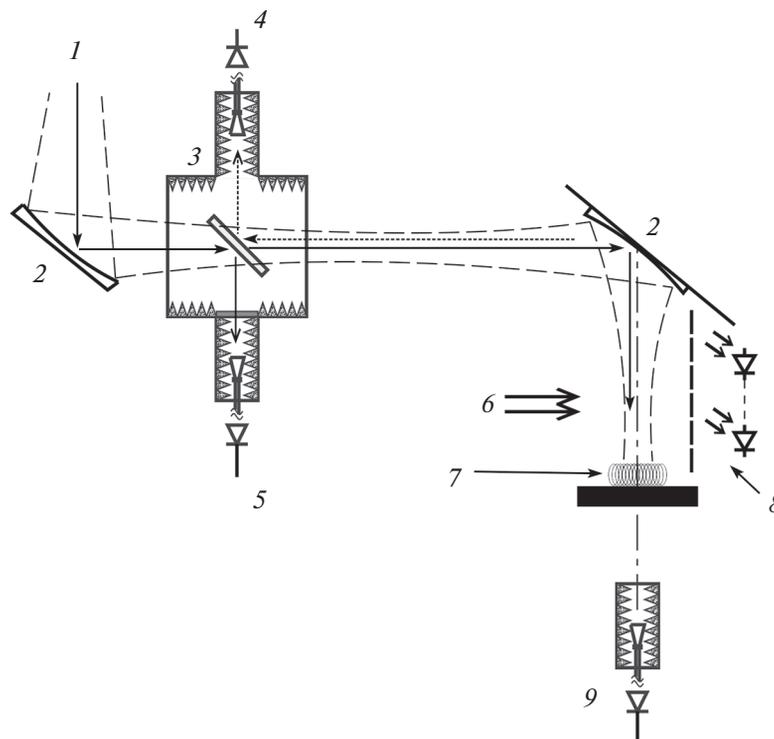


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – микроволновый пучок; 2 – фокусирующие зеркала; 3 – квазиоптический ответвитель; 4 – детекторная секция регистрации отраженного излучения; 5 – детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; 6 – линия регистрации спектра излучения разряда; 7 – инициатор разряда; 8 – линейка УФ-детекторов; 9 – детекторная секция регистрации прошедшего излучения.

свечения и квадратичная зависимость скорости от интенсивности существует при интенсивностях выше $3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ [14]. При меньших интенсивностях в аргоне структура контрагированных каналов становится более мелкой и наблюдается неоднородное диффузное свечение разряда. При этом оказалось, что скорости фронта при одинаковых интенсивностях в углекислом газе в ~ 2 раза ниже, чем в воздухе, а в аргоне выше почти на два порядка величины.

Интерес к изучению изменения характеристик СНС-разряда в воздухе при уменьшении интенсивности излучения также вызван и возможными плазмохимическими приложениями. Компанией ГИКОМ (Нижний Новгород, Россия) освоен выпуск технологических комплексов на основе гиротронов с непрерывной генерацией. Мощность излучения используемых в комплексах гиротронов несколько десятков киловатт. Именно такие гиротроны мы и рассматриваем в настоящее время как экономически доступную основу возможной промышленной установки для деструкции экологически вредных газовых примесей в воздухе атмосферного давления с помощью СНС-разряда.

2. УСЛОВИЯ И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент был выполнен по схеме, представленной на рис. 1 (стенд “Факел”) [15]. Сигнал отраженного излучения гиротрона БОРЕЦ-75/0.8 (длина волны $\lambda = 4 \text{ мм}$) регистрировался с помощью квазиоптического ответвителя и смешивался с опорным сигналом. УФ-излучение разряда в диапазоне 240–360 нм регистрировалось с помощью пяти УФ-фотодиодов GUYA-S12SD, расположенных вдоль трассы волнового пучка. Фотодиоды располагались на расстоянии 15 мм за пластиной фольгированного медью текстолита, в котором напротив фотодиодов сделаны щели в виде прямоугольников $15 \times 1 \text{ мм}$. Расстояние между щелями фотодиодов составляло 5 см и щель первого фотодиода располагалась напротив центра каустики волнового пучка. Инициатор разряда располагался в 7 см от центра каустики по трассе пучка, т.е. в области практически с максимальной интенсивностью микроволнового излучения на трассе пучка. Это обеспечивало наибольшую скорость отрыва фронта разряда от инициатора, поскольку скорость распространения подпорогового микроволнового разряда пропорциональна квадрату интенсивности излучения. Сигнал микроволнового излучения, прошедшего за инициатор, регистрировался детекторной го-

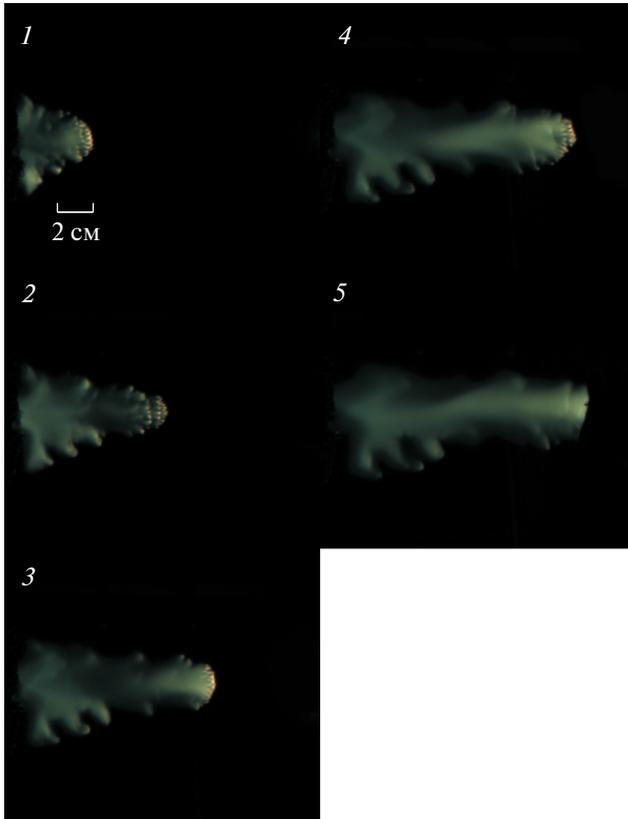


Рис. 2. Последовательные кадры разряда (#59285) при мощности микроволнового излучения 50 кВт и длительности импульса 10 мс. Экспозиция кадра 5 мкс. Интервал между кадрами 2 мс. Номера кадров указаны цифрами 1–5.

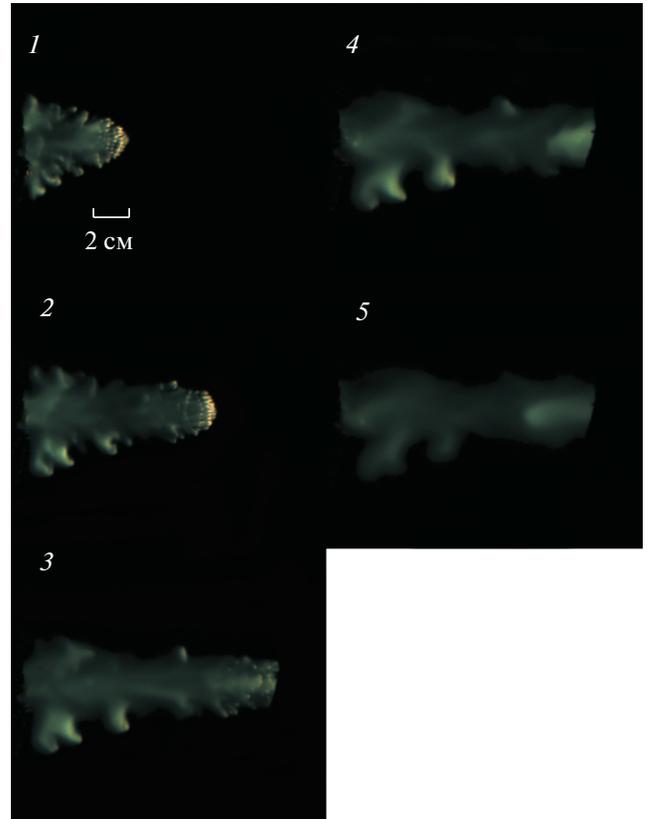


Рис. 3. Последовательные кадры разряда (#59287) при мощности микроволнового излучения 50 кВт и длительности импульса 8 мс. Экспозиция кадра 5 мкс. Интервал между кадрами 2 мс. Номера кадров указаны цифрами 1–5.

ловкой, расположенной на оси волнового пучка в 70 см от центра каустики. Для защиты детектора от перегрузки были приняты меры по уменьшению потока падающего на него излучения. Разряд в области перетяжки фотографировался с помощью камеры MARS640-815UC. Длительность экспозиции 5 мкс, частота кадров 500 Гц. Такая экспозиция позволила зарегистрировать структуру разряда и ее изменение при уменьшении интенсивности микроволнового излучения.

Эксперименты были выполнены при понижении мощности гиротрона до 50 кВт и 35 кВт. При каждом значении мощности выполнялась серия из 5–10 разрядов. Величина мощности предварительно измерялась с помощью калориметра, располагавшегося на время измерения мощности на трассе возбуждения разряда [16].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены пять кадров, следующих друг за другом через 2 мс, одного из разрядов (#59285) при мощности СВЧ-излучения 50 кВт.

Вектор электрического поля ортогонален плоскости рисунка. Отчетливо видна структура головной части разряда, представляющая собой систему контрагированных нитевидных каналов. За головной частью разряда регистрируется диффузное свечение, распределение яркости которого меняется вдоль оси разряда по мере его перемещения навстречу волновому пучку. При этом сохраняется высокий уровень яркости вблизи поверхности инициатора у его периферии, в то время как вдоль длины разряда, на большинстве представленных кадров, регистрируется довольно протяженный провал яркости. На фоне этого однородного диффузного свечения можно выделить отдельные локальные участки повышенной яркости на периферии, например, как на кадрах еще одного разряда (#59287) при мощности СВЧ-излучения 50 кВт (рис. 3).

Последовательность фотографий с интервалом между кадрами 2 мс позволяют определить скорость фронта разряда. Для разряда при мощности СВЧ-излучения 50 кВт, приведенного на рис. 2, скорость фронта падает по мере перемещения разряда по оси пучка от 1.7×10^3 до

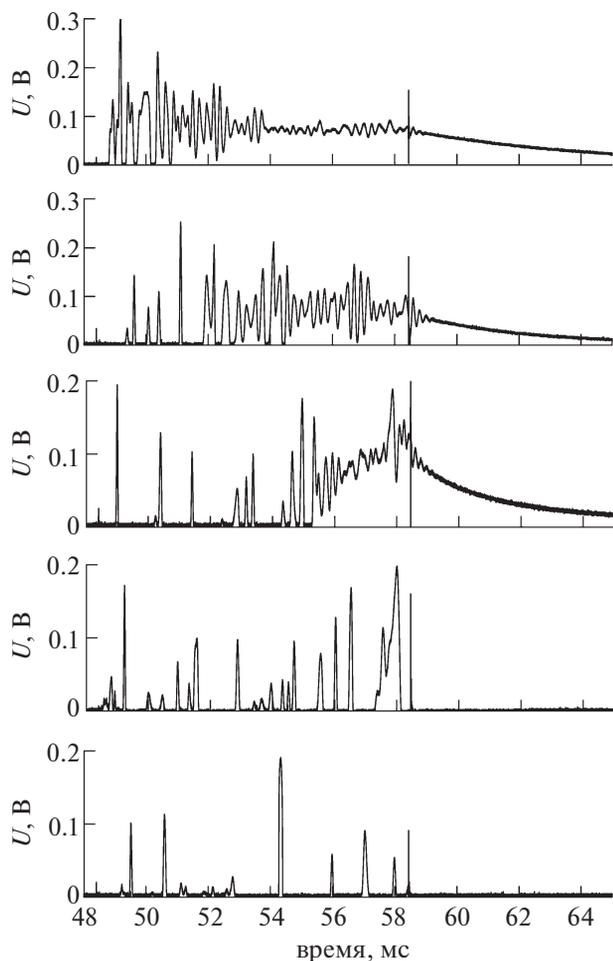


Рис. 4. Сигналы УФ-излучения фотодиодов при мощности микроволнового излучения 50 кВт для разряда, представленного на кадрах рис. 2. Верхняя кривая соответствует нижнему (ближайшему к инициатору разряда) фотодиоду, а следующие соответствуют фотодиодам, расположенным выше.

1.0×10^3 см/с. Это соответствует движению фронта от перетяжки пучка в сторону эллиптического зеркала квазиоптического тракта в более широкое сечение пучка, чем в перетяжке.

Второй способ определения скорости фронта разряда – по фронтам импульсов УФ-излучения фотодиодов (рис. 4). Определенная так скорость дает значение 1.7×10^3 см/с между 1-м и 2-м фотодиодами, 1.8×10^3 см/с между 2-м и 3-м диодами, и 1.6×10^3 см/с между 3-м и 4-м диодами.

Наконец, третий метод – определение по граничной частоте низкочастотного спектра колебаний измеренного сигнала смещения, отраженного и опорного излучений (локационный метод) дает величину скорости фронта $\sim 2 \times 10^3$ см/с в начале импульса и 1.5×10^3 см/с после 53-й мс.

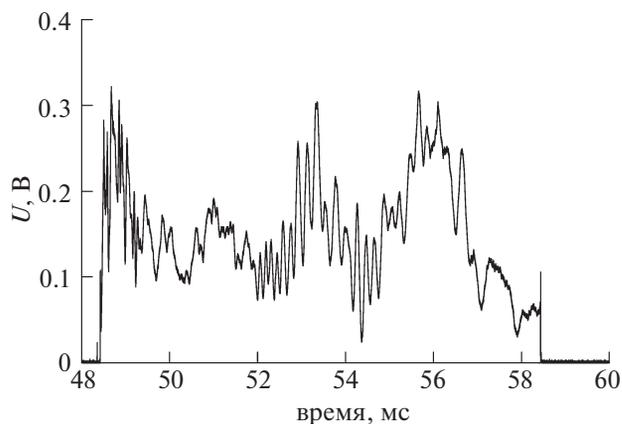


Рис. 5. Протектированные сигналы микроволнового излучения, прошедшего за инициатор разряда при мощности микроволнового излучения 50 кВт для разряда, представленного на кадрах рис. 2. Инициатор на расстоянии 7 см от перетяжки.

Новым явлением при мощностях излучения около 50 кВт, по сравнению с результатами при мощностях свыше 100 кВт, является сохранение существенного уровня УФ-излучения, регистрируемого 1-м, 2-м и 3-м фотодиодами, даже после прохождения фронта разряда (рис. 4). Это продолжительное УФ-свечение соответствует диффузному свечению на кадрах видеокамеры.

На рис. 5 приведены сигналы микроволнового излучения, регистрируемые СВЧ-детектором, который расположен на оси пучка за инициатором разряда. Как видно, средний уровень сигнала колеблется в 2–3 раза. На фоне этих медленных колебаний (500 Гц) регистрируются быстрые колебания с частотой 3–5 кГц, которая близка к частоте колебаний интенсивности УФ-излучения (рис. 4, фотодиоды 1–3). Поскольку сечение головной части разряда занимает только часть сечения волнового пучка, то за фронтом разряда, в случае значительного поглощения микроволн в головном плазмоиде, мог бы возникать кольцевой пучок. Минимальный характерный размер (радиус) гауссова пучка в перетяжке в этой конфигурации составляет ~ 1.4 см, а радиус яркосветящейся ячеистой структуры на фронте составляет ~ 1.1 см. Исходя из гауссова распределения поля в пучке, это означает, что в головном плазмоиде поглотилось бы не более 80% мощности пучка, а не менее 20% мощности оставалось бы в кольцевом пучке. Кольцевая конфигурация микроволнового поля за фронтом разряда в плазме, релаксирующей за фронтом, может приводить к самовоздействию пучка [17] аналогично процессу “банановой” самофокусировки в лазерных пучках [18, 19].

При понижении мощности излучения до 35 кВт (интенсивность на оси перетяжки 3.3 кВт \cdot см $^{-2}$)

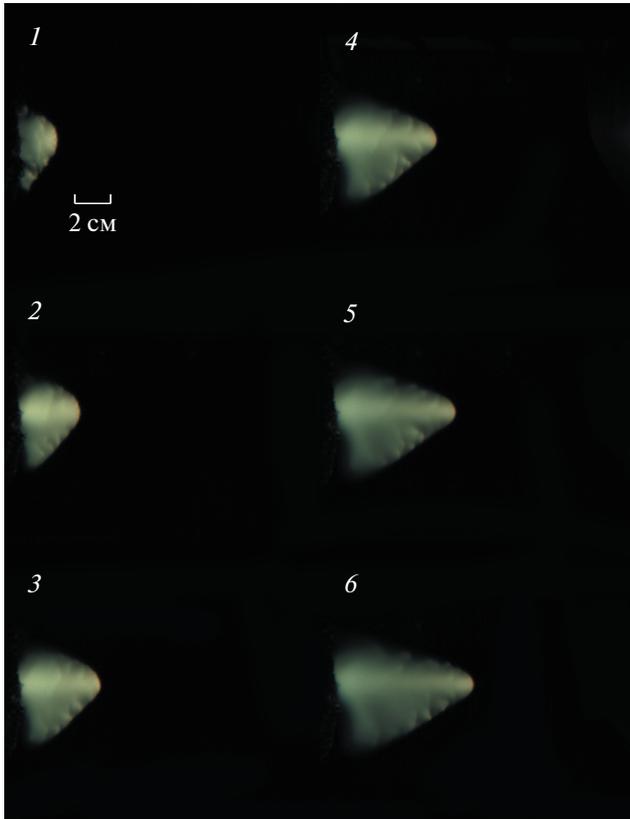


Рис. 6. Последовательные кадры разряда (#59282) при мощности микроволнового излучения 35 кВт и длительности импульса 20 мс. Экспозиция кадра 5 мкс. Интервал между кадрами 2 мс. Номера кадров указаны цифрами 1–6.

обнаруживается качественное изменение характеристик разряда. Картина свечения разряда (#59282), приведенная на кадрах рис. 6 при мощности СВЧ-излучения 35 кВт резко отличается от картины свечения при мощности 50 кВт. Бросается в глаза отсутствие ячеистой структуры свечения на фронте разряда. За головной частью разряда по всей ширине волнового пучка развивается диффузное свечение, ширина которого растет от фронта к инициатору. При этом наибольшая яркость оказывается на оси пучка. Временной ход сигнала микроволнового излучения (рис. 7), принимаемого СВЧ-детектором за инициатором разряда во многом повторяет сигнал при большей мощности (рис. 5), в том числе присутствуют быстрые колебания (~ 2 кГц). Однако, медленные (временной масштаб 4–6 мс) колебания не достигают уровня, сравнимого с уровнем на фронте микроволнового импульса. Сопоставление скоростей перемещения фронта разряда при уменьшении мощности СВЧ-излучения от 50 до 35 кВт демонстрирует падение скорости от 1.7×10^3 до 2.8×10^2 см/с, т.е. в 6 раз, тогда как квадрат мощности падает в 2 раза. Столь сильное падение ско-

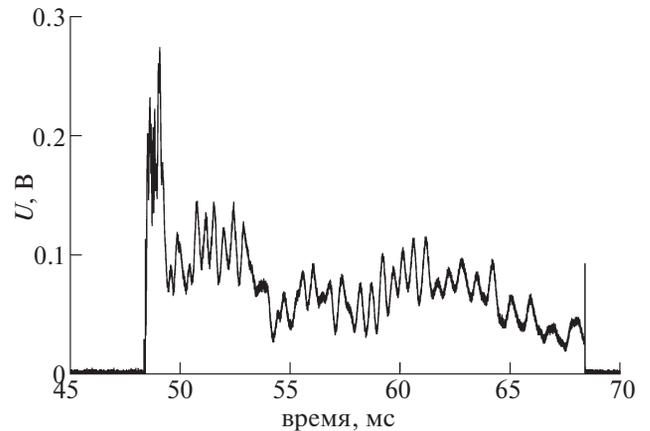


Рис. 7. Протектированные сигналы прошедшего за инициатор излучения при мощности микроволнового излучения 35 кВт для разряда, представленного на кадрах рис. 6.

рости находится в противоречии с результатом работы [6]. Возможно, это связано с тем, что в [6] изучалось распространение разряда в многомодовом волноводе, когда возможно усиление поля из-за отражения от стенок. Таким образом, происходит нарушение квадратичной зависимости скорости фронта от мощности, характерной для интервала мощностей выше 100 кВт. При длительности импульса 20 мс длина разряда оказывается порядка 7 см, т.е. меньше характерной длины каустики волнового пучка (20 см). Еще одно из наблюдаемых отличий – падение уровня колебаний (всплесков) на фоне квазипостоянной интенсивности УФ-излучения (рис. 4 и 8). Наличие одиночных коротких всплесков интенсивности УФ-излучения на фотодиодах 2–5 при мощности микроволнового излучения 35 кВт (рис. 8), видимо, является паразитным сигналом, так как длина разряда на кадрах рис. 6 не превышает 10 см (фронт разряда не достигает 4 и 5 фотодиода).

За передним фронтом микроволнового импульса происходит уменьшение прошедшего сигнала в три раза для обеих мощностей СВЧ-излучения. Но это сильно отличается от практически полного перекрытия пучка длительностью до 0.8 мс, наблюдавшегося для больших мощностей микроволнового излучения [17].

Кадры разряда при мощности микроволнового пучка 35 кВт (рис. 6) имеют экспозицию 5 мкс, а интервалы между кадрами составляют 2 мс. При этом на кадрах столб разряда по оси пучка тянется от фронта разряда до самого инициатора. Это может говорить о том, что либо газ вблизи инициатора за 12 мс несколько не остыл, либо СВЧ-пучок проникает в плазму разряда до инициатора, что составляет ~ 7 см. В первом случае такая же картина была бы для любых мощностей микро-

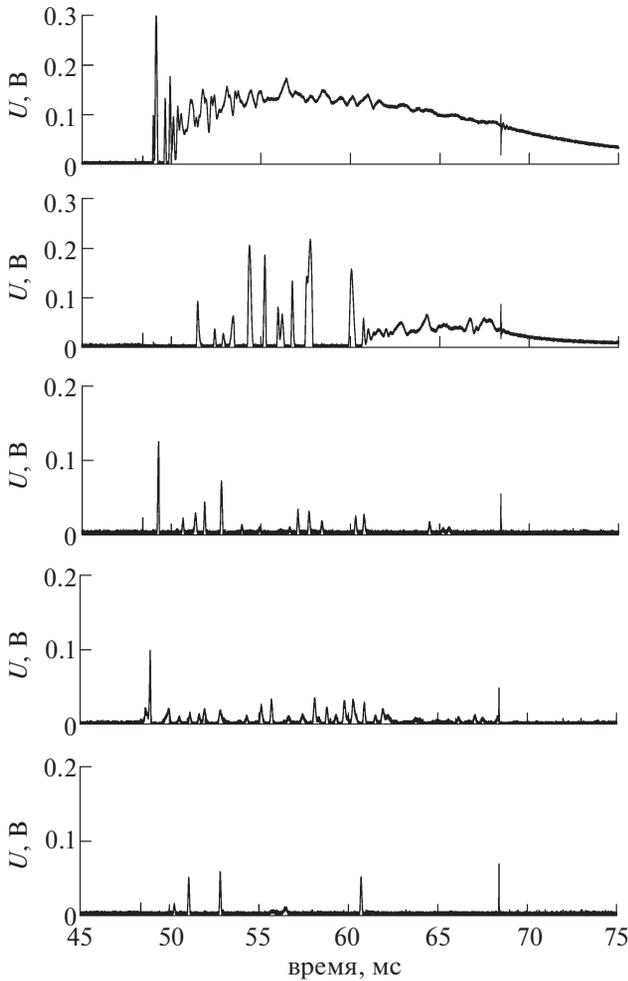


Рис. 8. Сигналы УФ-излучения фотодиодов при мощности микроволнового излучения 35 кВт для разряда, представленного на кадрах рис. 6. Верхняя кривая соответствует нижнему (ближайшему к инициатору разряда) фотодиоду, а следующие соответствуют фотодиодам, расположенным выше.

волнового пучка и газов, что не наблюдается. Во втором случае концентрация электронов в разряде должна быть меньше критической, которая для длины волны 4 мм будет составлять $\approx 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Пусть концентрация электронов $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов $T_e = 0.5 \text{ эВ}$. Тогда для газовой температуры 6000 К вблизи оси СВЧ-пучка частота электрон-нейтральных столкновений будет составлять $\nu_{en} \approx 5.9 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (сечения брались по азоту), частота электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} \approx 1.2 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, а коэффициент затухания поля $\alpha \approx 0.15 \text{ см}^{-1}$. То есть характерный размер, на котором будет поглощаться СВЧ-пучок $1/\alpha \approx 6.6 \text{ см}$, что соответствует рис. 6. При более высоких значениях энергии электронов будет больше сечение их упругих столкновений с молекулами азота, более высокая частота электрон-

нейтральных столкновений и, соответственно, меньше характерный размер поглощения СВЧ-пучка. Для концентрации электронов $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при энергиях электронов 0.5–2 эВ характерный размер поглощения СВЧ-пучка будет варьироваться в пределах 20–70 см. Вероятно, разряд при мощности СВЧ-пучка 35 кВт является несамостоятельным. Его параметры будут исследоваться в будущих экспериментах.

Регистрация эмиссионного спектра разряда, имеющего континуум, и построение его в координатах Вина (рис. 9) позволяет определить температуру газа [20, 21]. Температура разряда, определенная по континууму (на рис. 9), для мощности СВЧ-пучка 50 кВт составляет $\sim 5500 \text{ К}$ а 35 кВт – $\sim 5100 \text{ К}$. Интенсивность теплового излучения зависит от температуры в четвертой степени. Температура в разряде должна падать от оси к периферии. Тогда определяемая температура относится к области разряда вблизи оси СВЧ-пучка, т.е. она близка к максимальной температуре в разряде. Такие же высокие значения температуры регистрировались при мощностях выше 100–150 кВт в разрядах с ячеистой структурой фронта. Эти температуры были приписаны локальным областям разряда с объемом порядка 0.1 объема волнового пучка. В ином случае средний удельный энерговклад $q = S_0/u$ (S_0 – интенсивность микроволнового излучения, u – скорость фронта разряда) был бы недостаточен для того, чтобы нагреть весь объем газа в волновом пучке выше 1 кК. Однако падение скорости перемещения разряда при мощностях 35–40 кВт ниже $1 \times 10^3 \text{ см/с}$ приводит к эффективному нагреву всей массы газа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При мощности микроволнового излучения ниже 50 кВт (интенсивность в перетяжке $4.8 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$) происходит качественное (меняется вид и динамика распространения разряда) изменение характеристик подпорогового разряда в воздухе: исчезает мелкочаеистая структура фронта разряда, возникающая как следствие развития ионизационно-перегревной неустойчивости в несамостоятельном микроволновом разряде УФ-ореола головной части разряда; происходит резкое падение скорости распространения фронта разряда. При этом максимальная температура разряда, определяемая по континууму, сильно не изменяется.

Таким образом, при понижении интенсивности микроволнового излучения до $3.3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ происходит изменение механизма распространения и поддержания подпорогового микроволнового разряда, а также изменение структуры разряда. Можно предположить, что разряд переходит в

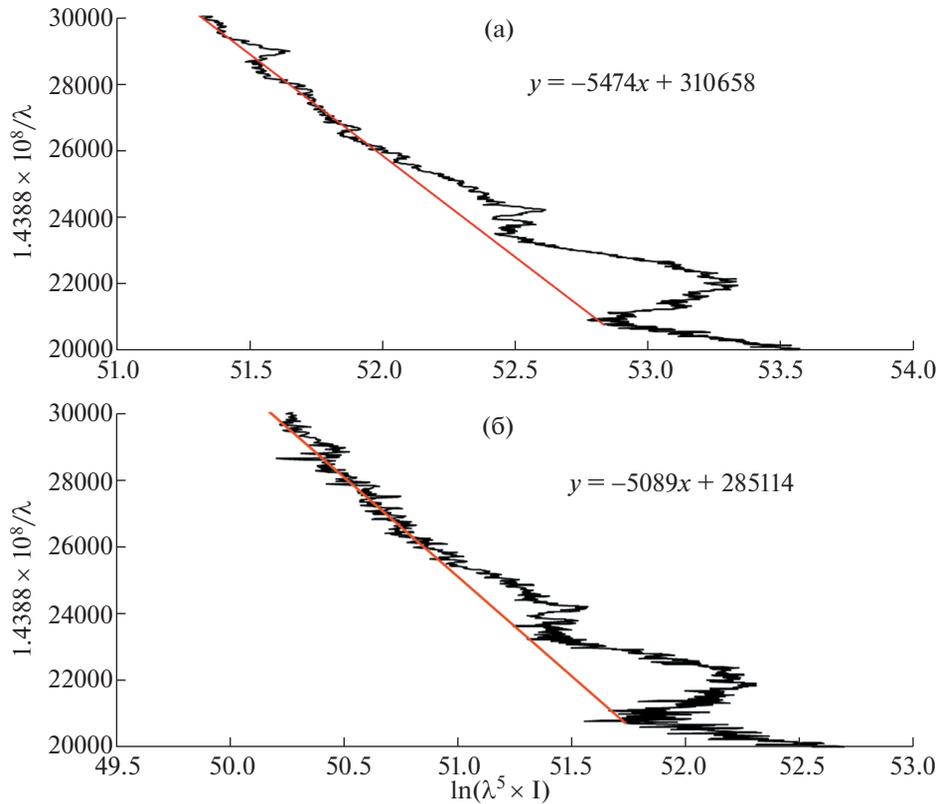


Рис. 9. Усредненные по нескольким разрядам спектры излучения в координатах Вина: а) мощность микроволн 50 кВт (разряды #59675–59677); б) мощность микроволн 35 кВт (разряды #59679–59686).

режим теплопроводностного распространения, характерного для разрядов в лазерных пучках [22]. Это ведет к повышению удельного энергозатрата в газ и замедлению процессов охлаждения, что может вызвать изменение течения плазмохимических реакций. Поэтому в дальнейших исследованиях необходимо изучить эффективность деструкции CO_2 , SO_2 , H_2S , CH_4 , меркаптанов (а также примесей этих экологически вредных газов к воздуху) в микроволновом подпороговом разряде при интенсивностях излучения до $3.3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Это необходимо для сравнения с уже исследованной эффективностью деструкции примесей в разрядах, характерных для интенсивностей излучения $6\text{--}10 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$, и определения наиболее эффективной формы микроволнового подпорогового разряда для плазмохимических и экологических прикладных задач. В то же время необходимо сравнить и наработку окислов азота при разрядах в воздухе. С одной стороны, окислы азота являются опасной для жизни и здоровья человека примесью в воздухе, и их образование при очистке от воздуха от экотоксикантов разрядом необходимо строго контролировать. А с другой стороны, энергоэффективная генерация значительного количества окислов азота в разрядах в

воздухе атмосферного давления может быть интересна химической промышленности.

Работа выполнена за счет средств РФФ проект № 17-12-01352-П.

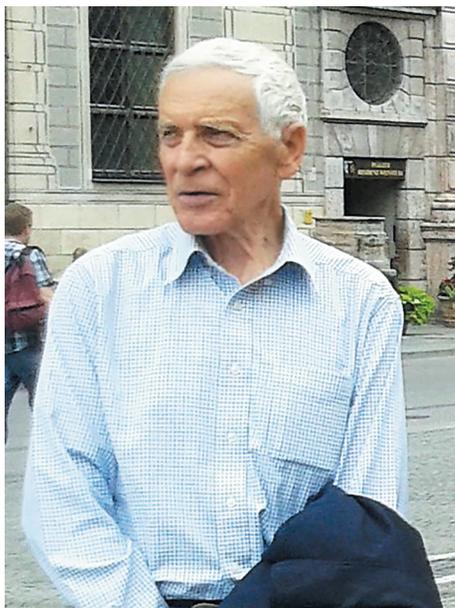
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А., Магуннов А.Н., Силаков В.П., Тарасова Н.М. // Вопросы физики плазмы и плазменной электроники. Тр. ФИАН. 1989. Т. 160. С. 174.
2. Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косый И.А., Семенов В.Е. // Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький: ИПФ АН СССР. 1988. С. 136.
3. Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1984. № 9. С. 32.
4. Бородачева Т.В., Голубев С.В., Зорин В.Г., Еремеев А.Г., Семенов В.Е. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 107.
5. Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Зорин В.Г., Лучинин А.Г., Семенов В.Е. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1695.
6. Бродский Ю.Я., Венедиктов И.П., Голубев С.В., Зорин В.Г., Косый И.А. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 187.
7. Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konche-

- kov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyun K.A., Ste-pakhin V.D., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Reps. 2018. V. 44. P. 1146.
8. *Артемов К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Конче-ков Е.М., Косский И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 838.
9. *Cook A.M., Hammelt J.S., Shapiro M.A., Temkin R.J.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 100704.
10. *Nakamura Y., Komurasaki K., Fukunari M., Koizumi H.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 033303.
11. *Tabata K., Harada Y., Nakamura Y., Komurasaki K., Koizumi H., Kariya T., Minami R.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 063301.
12. *Sidorov A., Razin S., Veselov A., Viktorov M., Vodopya-nov A., Luchinin A., Glyavin M.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 093509.
13. *Shimamura K., Yamasaki J., Miyawaki K., Minami R., Kariya T., Yang J., Yokota S.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033505.
14. *Артемов К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Конче-ков Е.М., Косский И.А., Моряков И.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1235.
15. *Артемов К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Конче-ков Е.М., Косский И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 952.
16. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Kolik L.V., Malakhov D.V., Petrov A.Y., Sarksyun K.A., Skvortsova N.N., Ste-pakhin V.D., Belousov V.I., Malygin S.A., Tai Y.M.* // Rev. Scientific Instruments. 2013. V. 84. P. 013507.
17. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Конче-ков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 572.
18. *Аскарьян Г.А., Студенов В.В.* // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 113.
19. *Аскарьян Г.А., Чистый И.Я.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 133.
20. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев А.В., Кос-ский И.А., Магунов А.Н.* // ТВТ. 2008. Т. 46. С. 135.
21. *Магунов А.Н.* Спектральная пирометрия. М.: Физ-матлит, 2012. 248 с.
22. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Изд. 2-е, доп. и перераб. М.: Наука, 1992. 536 с.

ПАМЯТИ ВИКТОРА ВИКТОРОВИЧА БУЛАНИНА (05.08.1941–08.07.2021)

DOI: 10.31857/S0367292122020111



Научная группа физики плазмы и Высшая инженерно-физическая школа Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого с прискорбием сообщают, что 8.07.2021 на 80 году жизни скончался ведущий научный сотрудник НИЛ УТС к.ф.-м.н. Виктор Викторович Буланин. В.В. Буланин работал в СПбПУ с 1964 г. по настоящее время, был выдающимся ученым и преподавателем.

В.В. Буланин родился 05.08.1941 г. в г. Ленинграде. Окончил Ленинградский политехнический институт (ЛПИ) по специальности физическая электроника в 1964 г.

После окончания института постоянно работал в ЛПИ (в настоящее время – Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого). Со дня основания кафедры физики плазмы являлся заместителем заведующего кафедрой. Имел более ста публикаций научного и научно-методического характера, являлся автором более тридцати докладов на конференциях европейского физического общества, имел авторские свидетельства на изобретения. Пять раз являлся руководителем проектов, поддержанных Российским фондом фундаментальных исследований. Три раза возглавлял научные группы, которые проводили работы по проектам Международной ассоциации INTAS. Был членом научного

комитета Международного совещания по рефлектометрии для диагностики плазмы в установках термоядерного синтеза.

Виктор Викторович Буланин активно участвовал в развитии отечественного образования на базе СПбПУ. Им были разработаны авторские курсы лекций “Физика плазмы”, “Диагностика высокотемпературной плазмы” и “Природные плазменные явления”, которые в настоящее время читаются студентам бакалавриата и магистратуры ИФНиТ СПбПУ.

Активная научная деятельность в области высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза (УТС) В.В. Буланина широко известна международному научному сообществу. Так на кафедре физики плазмы СПбПУ им был разработан микроволновый метод обратного доплеровского рассеяния или доплеровская рефлектометрия. Этот метод был впервые реализован В.В. Буланиным на отечественном токамаке ТУМАН-3 и в дальнейшем нашел применение на всех крупных установках с магнитным удержанием плазмы типа токамак: ASDEX-Upgrade (Германия), Tore Supra (Франция), TCV (Швейцария), DIII-D (США), EAST (Китай) и других. Этот метод будет использован и на международном термоядерном реакторе ITER. Группой В.В. Буланина получены многочисленные результаты по исследованию турбулентности в плазме токамаков Глобус-М, Глобус-М2, Туман-3М, ФТ-2. Под его руководством проведены измерения радиальных электрических полей на этих токамаках, исследовано формирование геодезическо-акустической моды и ее роли при переходе в режим улучшенного удержания, исследовано взаимодействие разных типов турбулентности типа “хищник–жертва”. Последние работы Виктора Викторовича были посвящены изучению альфвеновских колебаний вблизи рациональных магнитных поверхностей. Все эти работы, опубликованные в журналах “Nuclear Fusion”, “Plasma Physics and Controlled Fusion” и др., внесли важный вклад в понимание физики турбулентного переноса в плазме токамаков.

Виктор Викторович был замечательным человеком, пользовался всеобщим уважением и любовью сотрудников и студентов кафедры физики плазмы. Искренняя любовь, бесконечное уважение и память о Викторе Викторовиче навсегда останутся с нами.

*Сотрудники научной группы
физики плазмы СПбПУ*