

Нагрев и охлаждение неравновесной плазмы многозарядных ионов в сильноточном протяженном малоиндуктивном разряде

© В.А. Бурцев, Н.В. Калинин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nvkalinin@rambler.ru, burtsev321@gmail.com

(Поступило в Редакцию 25 сентября 2013 г.)

С помощью двухтемпературной МРГД-модели (радиационной магнитной гидродинамики) сильноточного объемно излучающего Z-разряда проведено численное исследование нагрева и охлаждения плазмы азота в импульсном пинчующемся протяженном разряде применительно к проблеме создания рекомбинационного лазера на переходах $3 \rightarrow 2$ H-подобных ионов азота ($\lambda = 13.4 \text{ nm}$). Показано, что система питания разряда, основанная на двойной накопительно-формирующей и транспортирующей линии, позволяет создавать в плазме азота плотность мощности порядка $0.01\text{--}1 \text{ TW/cm}^3$. Это обеспечивает возможность получения полностью ионизованной (т.е. состоящей из голых ядер и электронов) плазмы за счет сжатия-нагрева собственным магнитным полем протекающего по плазме тока и джоулева нагрева электронов, несмотря на охлаждение плазмы собственным излучением на этой стадии. Создание такой плазмы является необходимым этапом формирования активной среды лазера по рекомбинационной схеме на переходах H-подобных ионов. На втором этапе нужно быстро и глубоко охладить полученную плазму примерно до $20\text{--}40 \text{ eV}$ за время $1\text{--}2 \text{ ns}$. Численное исследование охлаждения полностью ионизованной плазмы азота при расширении было проведено в режимах без выключения и с выключением разрядного тока с помощью ключа с быстро нарастающим сопротивлением. И в первом, и во втором случае расширение плазмы в разряде не является адиабатическим. Даже после выключения разрядного тока, достаточно быстрого, как в наших расчетах, не прекращается нагрев электронов во внутренних областях плазменного столба в течение времени, большего, чем время коммутации. Выключение разрядного тока лишь незначительно повышает эффективность охлаждения электронов. За время $2\text{--}3 \text{ ns}$ в этом режиме на оси плазма остывает до $50\text{--}60 \text{ eV}$ в первом случае и до $46\text{--}54 \text{ eV}$ во втором.

Введение

Нагрев и охлаждение плазмы многозарядных ионов в протяженном пинчующемся Z-разряде в настоящей публикации рассматриваются применительно к проблеме создания рекомбинационного лазера на переходах водородоподобных ионов азота. В нашем случае основная цель нагрева плазмы — получение полностью (до „голых“ ядер) ионизованной плазмы. А цель ее охлаждения — получение плазмы с требуемым неравновесным ионным составом в процессе максимально эффективной рекомбинации зарядового состава и генерация на переходе $3 \rightarrow 2$ водородоподобных ионов ($\lambda = 13.4 \text{ nm}$).

Создание компактного и эффективного лазера с длиной волны 46.9 nm на переходе $3p\text{--}3s$ Ne-подобного аргона в капиллярном разряде [1–3] вызвало стремительное развитие целого ряда перспективных применений лазеров ЭУФ–МР спектрального диапазона в исследованиях плазмы, работах по фотохимии, рентгеновской микроскопии, интерференционной литографии и т.д. [1–22]. Это стимулирует дальнейшие исследования по использованию плазмы многозарядных ионов в мощных электрических разрядах для генерации излучения на еще более коротких длинах волн. Такие исследования проводятся во многих научных центрах мира [1–35]. Анализируются разные возможности формирования активных сред и не только по схеме столкновительного

возбуждения, как в приведенном выше случае. Оценки, аналитические и численные исследования показывают, что для получения генерации в диапазоне десятков и единиц нанометров определенные перспективы имеет рекомбинационная схема формирования активной среды [23–26], в частности на переходах хорошо изученных водородоподобных ионов [23–34]. Поэтому работы по реализации этой схемы для получения генерации излучения в спектральном диапазоне $\lambda \approx 10 \text{ nm}$ на плазме многозарядных ионов в мощном электрическом разряде, представляют не только практический, но и научный и интерес.

Для получения плазмы с требуемым неравновесным ионным составом путем ее нагрева обычно используют мощные импульсы лазерного излучения, позволяющие в лабораторных условиях получать в веществе максимальную на сегодняшний день плотность мощности. В этом отношении мощные импульсные электрические разряды, безусловно, уступают лазерам. В то же время по целому ряду характеристик, имеющих практическое значение, они могут конкурировать с современными лазерными системами в создании плазмы многозарядных ионов как активной среды лазеров ЭУФ и МР спектрального диапазона ($\lambda \sim 10 \text{ nm}$). Это такие характеристики, как возможность получения большей энергии излучения в импульсе и достижение более высоких значений общего КПД системы при ее большей компактности. Возмож-

ность создания плазменных сгустков (> 10 см) более протяженных, чем в лазерном случае, что позволяет снизить требования к удельным усилительным характеристикам активной среды для достижения достаточного усиления на экспериментально доступных длинах активной среды. Наконец, меньшая общая стоимость. Совокупность этих факторов поддерживает интерес к проблемам ЭУФ–МР лазеров на плазме мощных электрических разрядов и в настоящее время.

Несмотря на простоту концепции рекомбинационного лазера в ЭУФ–МР спектральном диапазоне на плазме многозарядных ионов при более пристальном рассмотрении ситуация оказывается достаточно сложной. Не останавливаясь здесь на детальном анализе всех факторов, определяющих возможность создания рекомбинационных лазеров этого спектрального диапазона, отметим, что самая серьезная проблема формирования активной среды для них — необходимость эффективного охлаждения электронов. Наиболее детально эта проблема проанализирована применительно к плазме, создаваемой с помощью лазеров (лазерной плазме) [4–6, 23–26]. Показано, что рекомбинационно неравновесные состояния лазерной плазмы появляются на стадии ее свободного расширения после выключения греющего импульса. Так, например, по расчетам, достаточно хорошо отвечающим экспериментам, пиковые значения коэффициента усиления на переходе $3 \rightarrow 2$ иона углерода C^{5+} составляют величину $g_{32}^+ \approx 5–6 \text{ см}^{-1}$. Временной интервал существования усиления $\Delta t \approx 400$ пс. Концентрация и температура электронов при пиковых значениях коэффициента усиления $N_e \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10$ эВ, максимальный нагрев плазмы осуществлялся до температур порядка $T_e \approx 400$ эВ. Эти характеристики состояния плазмы в дальнейшем будем рассматривать как ориентировочные для нас.

В охлаждении расширяющейся лазерной плазмы ее собственное излучение в сплошном и линейчатом спектре не играет существенной роли. Излучение примесей тяжелых элементов, которые специально вводятся в плазму, чтобы повысить общий выход энергии излучения, также играет ограниченную роль. По расчетам релаксации покоящейся плазмы углерода могут быть получены невысокие коэффициенты усиления $g^+ \leq 1 \text{ см}^{-1}$ даже при добавлении в активную среду алюминия в качестве охладителя [25]. Добавление тяжелых веществ увеличивает массу плазмы, и она медленнее разлетается, что снижает эффективность охлаждения при разлете. Радиационное же охлаждение не компенсирует уменьшение эффективности охлаждения при разлете, его характерное время $\tau \leq 1$ нс, а радиационного охлаждения — $\tau_r \approx 5–10$ нс. Тем не менее по расчетам, с учетом всех этих факторов в лазерной плазме рекомбинационное формирование активной лазерной среды с не слишком тяжелыми элементами в качестве примесей позволяет получать умеренно высокие значения коэффициентов усиления слабого сигнала — $g \sim 1 \text{ см}^{-1}$.

В мощных электрических разрядах нагрев электронов осуществляется непосредственно за счет джоулевой энергии и опосредовано — в основном за счет энергии взаимодействия электронов с ионами, нагревающимися при сжатии плазмы сильным магнитным полем. По сравнению с охлаждением лазерной плазмы проблема охлаждения электронов плазмы многозарядных ионов в мощных электрических разрядах является еще более острой и сложной. Это связано с присутствием в плазме электрического и сильного магнитного полей, роль которых на различных стадиях формирования активной среды может быть и положительной, и отрицательной. Поэтому для получения эффективного охлаждения электронов необходим тщательный анализ и согласованная оптимизация всех факторов, определяющих охлаждение. Такие исследования проведены авторами, по которым подготовлена серия публикаций.

В настоящей работе приводятся результаты изучения нагрева и радиального расширения плазменного столба как наиболее простого и привлекательного механизма его охлаждения. Чтобы максимально приблизить режим охлаждения плазмы разряда при расширении к случаю охлаждения при свободном расширении лазерной плазмы, рассмотрено также выключение разрядного тока с помощью размыкателя, моделируемого быстро нарастающим сопротивлением $R_F(t)$.

В последующих публикациях будет приведен детальный анализ эффективности других механизмов охлаждения электронов в плазме мощных импульсных электрических разрядов. В частности, охлаждения собственным излучением плазмы. В определенных условиях оно может быть достаточно эффективным. Это позволит получить в мощных импульсных электрических разрядах усиление $g^+ l \geq 20–25$ при экспериментально реализуемых длинах активной среды $l = 10–20$ см. Основное внимание будет уделено анализу охлаждения электронов линейчатым излучением многокомпонентной неоднородной по химическому составу плазмы со специально введенным компонентом охладителя.

Постановка задачи. Краткое описание модели

Общий подход к созданию электроразрядных ЭУФ–МР лазеров, развиваемый авторами, заключается в уменьшении тепловых и ударно-механических нагрузок на стенки разрядной камеры (керамической трубки в случае капиллярного разряда) за счет минимизации магнитной энергии, остающейся в системе после завершения процесса накачки [33]. Из-за резкого возрастания требований к мощности накачки ($P \sim \lambda^{-4}$) этот подход становится особенно актуальным при продвижении в область все более коротких длин волн генерации. Для осуществления накачки с максимальной удельной мощностью ввода энергии в плазму разработана малоиндуктивная разрядная система с расположением обратного токопровода

непосредственно на внешней поверхности разрядной камеры — керамического термостойкого капилляра.

Рассматриваемая импульсная система питания состоит из генератора высоковольтных импульсов на двойной накопительно-формирующей линии с зарядным напряжением $U_0 = 100\text{--}200\text{ kV}$ и транспортирующей длинной линии. Эквивалентная электрическая схема и соответствующая ей схема замещения в приближении длинной транспортирующей линии приведены в [33]. Транспортирующая линия представлена активным сопротивлением, равным волновому сопротивлению, а генератор высоковольтных импульсов — генератором двойных импульсов. Импульс напряжения на генераторе задавался в трапециевидной форме с передним фронтом $\sim 1\text{ ns}$. Двойное время пробега отраженной волны от нагрузки считалось достаточно большим, чтобы не искажать напряжение на входе капилляра возвратившейся волной (приближение бесконечно длинной линии). Длительность импульсов напряжения варьировалась. Рассматривалось выключение полного тока разряда с помощью быстродействующего размыкателя тока. На эквивалентной схеме ему соответствует быстро нарастающее во времени сопротивление $R_F(t)$. Нагрузка — электрический разряд — представлена на схеме переменными во времени сопротивлением $R_D(t)$ и индуктивностью $L_D(t)$.

Вопрос о предварительной ионизации газа решается путем применения бегущей волны скользящего лавинного разряда. При этом транспортирующая линия работает как бы на разомкнутый конец с удвоением напряжения падающей волны, что является положительным фактором при развитии лавинного разряда. После достижения фронтом волны выходного электрода зажигается основной продольный разряд, который для передающей линии представляет в основном короткое замыкание. Начальная температура предварительной плазмы принимается равной 1 eV при ее однородном распределении по радиусу разрядной камеры.

Объектом рассмотрения является плотная высокотемпературная плазма с неравновесным зарядовым составом. Заметную роль в энергобалансе такой плазмы играет излучение. Населенности ионных уровней могут существенно зависеть от оптической толщины в резонансных линиях. Характерные времена релаксации зарядового состава могут быть сравнимы со временем изменения газодинамических характеристик плазмы, а времена релаксации возбужденных состояний малы по сравнению с характерным временем установления ионизационного равновесия [5,24]. Поэтому анализ формирования активной среды на плазме многозарядных ионов может осуществляться в два этапа. На первом этапе самосогласованно рассматриваются газодинамические процессы и процессы формирования ионного состава плазмы. На втором — осуществляется самосогласованный учет релаксации населенностей уровней и переноса резонансного излучения. При этом температура электронов, ионный состав, плотность и среднemasсовая скорость плазмы считаются определенными на первом

этапе. Ниже рассматривается модель первого этапа. Для описания динамики плазмы в разряде использовалась МРГД-модель (радиационной магнитной гидродинамики) в одномерном (1D) одножидкостном двухтемпературном (2T) приближении. В модели самосогласованно учитываются:

- Процессы формирования импульса тока в многоконтурной электрической цепи разряда и диффузия магнитного поля в плазму разряда.
- Процессы ионизации и рекомбинации, определяющие неравновесный зарядовый состав плазмы.
- Джоулев нагрев плазмы.
- Магнитное сжатие плазмы и генерация ударных волн.
- Обмен энергией между электронами и ионами при упругих столкновениях.
- Диссипация энергии, обусловленная электронной теплопроводностью и ионной вязкостью.
- Эффекты Нернста и Этингсхаузена.
- Рекомбинационный подогрев плазмы.
- Охлаждение плазмы излучением в сплошном и линейчатом спектрах, которое предполагалось объемным.
- Взаимодействие плазмы и ее собственного излучения с внутренней стенкой разрядной камеры — нагрев и испарение материала стенки.

Для численных исследований мощных электрических разрядов в плазме многозарядных ионов авторами разработан комплекс компьютерных программ, в котором для расчета характеристик многозарядных ионов, скоростей атомных процессов, коэффициентов переноса, удельных мощностей различных видов излучения оптически тонкой плазмы могут быть применены как затабулированные данные, так и полуэмпирические модели [24–25,36–39].

В рассматриваемых ниже расчетах использованы широкодиапазонные полуэмпирические модели, в которых характеристики ионов, а также скорости атомных процессов представлены аналитическими формулами. Эти формулы аппроксимируют результаты численных расчетов во всех рассматриваемых диапазонах изменения параметров состояния плазмы [36–39].

Электронный газ предполагается невырожденным, функция распределения электронов по скоростям считается максвелловской. В качестве уравнений состояния, устанавливающих связи между давлениями, удельными внутренними энергиями, температурами ионами и электронами и плотностью плазмы, использовались уравнения, характерные для идеального газа. Для расчета электронных коэффициентов переноса применялась интерполяционная широкодиапазонная модель, описанная в [40].

В модели разряда учтено радиационное охлаждение прозрачной для собственного излучения плазмы. Непрерывный спектр складывается из спектров тормозного и рекомбинационного излучения. Линейчатый спектр обусловлен радиационными переходами между уровнями ионов, а также излучением диэлектронных сателлитов (диэлектронным излучением). В случае не полностью

ионизированной плазмы главный вклад в ее радиационное охлаждение вносит именно линейчатое излучение. Применявшаяся модель расчета излучения прозрачной плазмы описана в [24–25,36–39]. Детальному анализу роли собственного излучения плазмы как эффективно-му при определенных условиях фактору охлаждения электронов в мощном электрическом разряде будет посвящена отдельная публикация.

Отметим несколько факторов, отличающих эту модель разряда от аналогичных моделей других авторов [2,27–30,41–42], применявшихся для численного исследования активных сред лазеров на плазме многозарядных ионов в сильноточных электрических разрядах. Так, в [2,27–29,41–43] численные исследования разряда проводилось при заданном как функция времени полном токе. В этом случае нет возможности учесть влияние быстроизменяющихся во времени характеристик плазменной нагрузки на процессы формирования на нагрузке импульса мощности. А это влияние может быть значительным при импульсном вводе энергии в нагрузку с достаточно высокой мощностью, когда характерные времена формирования импульса мощности на нагрузке и характерные времена развития физических процессов в нагрузке сопоставимы. Развитие разряда анализировалось применительно к рабочим условиям, в которых роль излучения в сплошном спектре в развитии разряда была заведомо мала, а излучение в линиях либо не учитывалась, либо учитывалось весьма грубо [42,43]. Кроме того, применение термодинамических моделей для расчета ионного состава плазмы, как например в [42,43], при моделировании активной среды лазера не является корректным, так как в этом случае ионный состав должен быть принципиально неравновесным.

Перечисленные выше факторы, безусловно, ограничивают возможность исследования плазмы сильноточных разрядов как активной среды лазеров. Например, анализ возможности создания рекомбинационного лазера с генерацией на длине волны $\lambda = 13.4 \text{ nm}$ на переходе $3 \rightarrow 2$ Н-подобных ионов азота очерчивал слишком хорошие, по нашему мнению, перспективы [43], которые пока не подтверждены экспериментально. Результаты нашего анализа этой проблемы, показывающие всего лишь принципиальную возможность ее решения при определенных условиях, будут представлены в отдельной публикации.

Следует отметить, что в рассматриваемом здесь случае не учитывалось взаимодействия плазмы и излучения разряда с внутренней поверхностью стенки разрядной камеры. Это допустимо применительно к современным экспериментам с использованием разрядных камер, изготавливаемых из термостойкой керамики, имеющей высокие температуры плавления и кипения, а также увеличенные энергии плавления и испарения. В этих экспериментах на начальных стадиях разряда наблюдается локализация всего электрического тока разряда внутри канала, отрыв и термоизоляция плазмы и более

эффективные сжатие и нагрев плазмы. В этом случае образование плазмы у внутренней поверхности стенки разрядной камеры происходит в результате взаимодействия излучения рабочей (основной) плазмы с внутренней поверхностью стенки с достаточно большой задержкой. При этом, безусловно, происходит частичный перехват разрядного тока и снижение эффективности нагрева рабочей плазмы. Это показано [1,42] и подтверждено нашими расчетами.

Численная реализация модели проведена с использованием метода расщепления по физическим процессам с применением полностью консервативных разностных схем [44,45]. Анализ баланса энергии в электрической цепи, баланса энергии, переданной из накопителя в нагрузку в целом, а также баланса энергии, введенной в плазму и ее распределения между различными составляющими, продемонстрировал полную консервативность разработанного кода [33]. Это свидетельствует, в частности, что разработанный компьютерный код позволяет получать корректные результаты.

Численные эксперименты, результаты которых представлены ниже, проводились при изменении начального давления в широком диапазоне, захватывающем давления, при которых собственное излучение плазмы начинает играть роль в развитии разряда. Для анализа были выбраны такие режимы, в которых к максимальному сжатию удается получить плазму, содержащую преимущественно „голые“ ядра, т.е. плазму с зарядовым составом, необходимым для осуществления рекомбинационного формирования активной среды на водородоподобных ионах.

Чтобы максимально приблизить режим охлаждения плазмы разряда при расширении после максимального сжатия к случаю охлаждения при свободном расширении, рассмотрено выключение разрядного тока с помощью размыкателя, моделируемого быстро нарастающим сопротивлением $R_F(T)$.

Радиальное сжатие, нагрев, расширение и охлаждение плазменного столба

Начальным этапом формирования активной среды лазера является получение плазмы с требуемым ионным составом. В рассматриваемом случае необходимо получить плазму азота, полностью ионизованную до голых ядер (заряд ядра $Z_n = 7$). При тепловой ионизации плазмы нужно нагреть до температур порядка 200–400 eV в зависимости от начальной концентрации тяжелых частиц. Серьезным препятствием получению необходимого ионного состава плазмы путем ее тепловой ионизации являются охлаждающее действие излучения, которое наиболее эффективно при ионизации в процессе сжатия–нагрева плазмы. Радиационное охлаждение плазмы как на стадии ее пинчевания, так и на стадии ее разлета будут подробно проанализированы в отдельной

публикации. Здесь же отметим, что с учетом излучения проблема получения требуемого зарядового состава при нагреве плазмы решается путем увеличения удельной мощности ввода в плазму энергии. В нашем случае это может быть осуществлено при рассматриваемых технически разумных характеристиках системы питания разряда и ее хорошего согласования с плазменной нагрузкой.

На рис. 1–5 приведены результаты расчетов разряда в режиме без коммутации цепи. На рис. 1 приведены временные зависимости относительного тока разряда $I(t)/I_0$, относительного радиуса внешней границы плазменного столба $r_{pl}(t)/r_0$ и параметров состояния плазмы на оси разряда. Радиальные распределения плазменных характеристик в различные моменты времени представлены на рис. 2, 3.

Общая картина движения плазмы под действием самосогласованного магнитного поля в целом совпадает с той, которая наблюдается в обычном импульсном сильноточном (т.е. в пинчующемся) Z-разряде. При достаточно высоких скоростях нарастания разрядного тока, в нашем случае $dI/dt > 10^{11}$ A/s (рис. 1), с самого начала весь ток локализуется внутри канала разряда и обеспечивает отрыв и термоизоляцию плазмы от стенки, а также более эффективное сжатие и нагрев плазмы. Образуется плазменная оболочка, которая под действием магнитного поршня движется к оси, в плазме формируется цилиндрическая сходящаяся ударная волна сжатия, амплитуда которой возрастает при приближении к оси (рис. 2).

На начальном этапе диффузии магнитного поля в плазму распределения плотности тока имеют монотонно убывающий характер с максимальным значением плотности тока на движущейся внешней границе и минимальным значением на оси. Но в процессе сжатия плазмы между движущейся внешней границей плазмы и осью разряда вблизи фронта ударной волны образуется область с повышенной плотностью тока, локальный максимум плотности тока увеличивается при схождении ударной волны к оси (рис. 3). Это позволяет трактовать ударные волны как токнесущие. После достижения ударной волной оси камеры возникают и существуют некоторое время одногорбые распределения плотности плазмы с одним максимумом вблизи оси, усиленные эффектом кумуляции. Затем формируется наружный фронт с участием отраженной ударной волны и основной плазменной оболочки. При этом профили температуры имеют один максимум на оси разрядной камеры (рис. 2, b).

При отражении ударной волны от оси образуется расходящаяся ударная волна, за фронтом которой формируется область плотной и горячей плазмы, названная керном [42]. Керн существует в течение нескольких наносекунд. Плазменные характеристики в пределах керна распределены сравнительно однородно. При этом ионный состав плазмы практически не меняется.

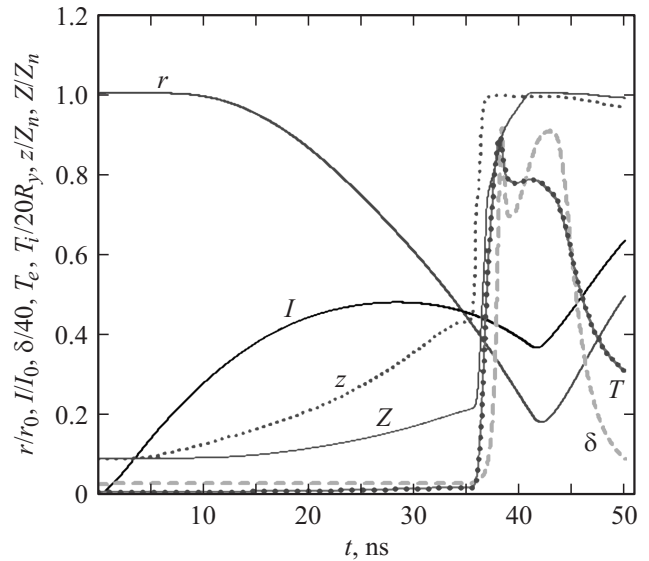


Рис. 1. Сводные временные характеристики разряда в азоте в режиме без коммутации тока. $2U_g = 200$ kV, $P = 8$ Torr, $R_p = 1 \Omega$. Здесь $I_0 = 2U_g/R_p = 200$ kA, $r_0 = 2.5$ mm, $R_y = 13.6$ eV, $Z_n = 7$.

Численное моделирование динамики плазмы показывает, что возможны режимы, при которых после максимального сжатия плазменного столба его внешняя граница, подпираемая магнитным „поршнем“, остается практически неподвижной в течение некоторого времени порядка нескольких наносекунд. В дальнейшем возможны два сценария. Плазменный столб либо продолжит сжиматься возрастающим давлением магнитного поля на внешней границе столба, либо начнет расширяться. Но в процессе расширения внешняя граница плазмы не достигает стенки разрядной камеры. Характер изменения полного тока разряда в основном связан с переходом разряда в режим, приближающийся к полному согласованию передающей линии с разрядной нагрузкой [33]. Распределение плазменных характеристик в столбе (плотности, температур электронов и ионов, зарядового состава и т.д.) определяется сходящимися и расходящимися ударными волнами, отражающимися соответственно от оси или внешней границы плазменного столба. На оси разряда плотность и температура плазмы имеют два локальных максимума (рис. 1). Первый максимум достигается в момент выхода ударной волны на ось канала разряда, второй связан с взаимодействием расходящейся ударной волны с магнитным „поршнем“.

То, что после максимального сжатия плазмы на оси разрядный ток не уменьшается, а возрастает, принципиально отличает рассматриваемый разряд от разрядов с использованием емкостных накопителей — например, конденсаторных батарей. При применении конденсаторной батареи для достижения эффективного нагрева плазмы начальные условия выбираются, как правило, такими, чтобы время нарастания тока и время до максимального сжатия были бы равны. За максимальным

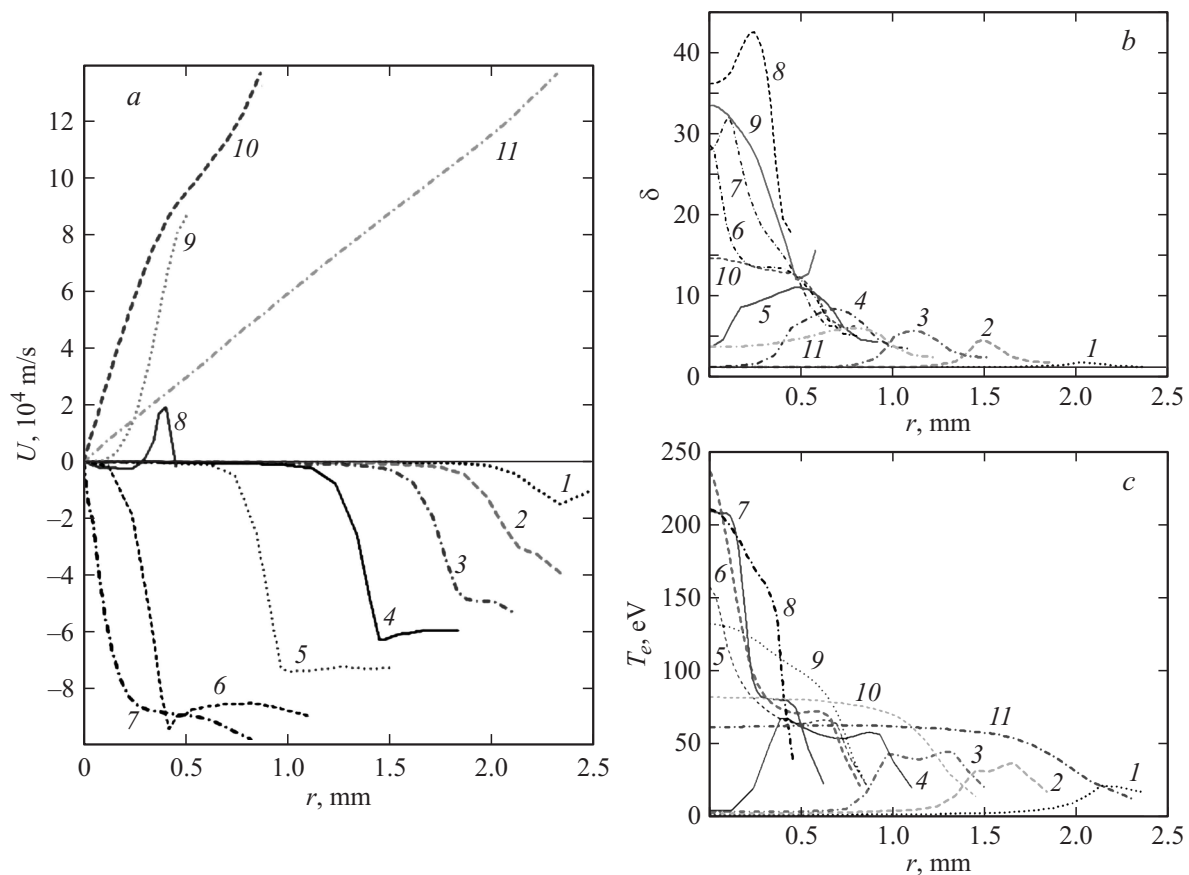


Рис. 2. Радиальные распределения скорости (а), плотности плазмы (b), температуры электронов (с) при тех же исходных параметрах, что и на рис. 1, в различные моменты времени t , ns: 1 — 15, 2 — 25, 3 — 30, 4 — 35, 5 — 37, 6 — 38 на стадии сжатия, 7 — 39, 8 — 42, 9 — 44, 10 — 46, 11 — 50 — на стадии расширения плазменного столба.

сжатием плазмы обязательно следует спад тока и ее расширение. В рассматриваемом нами случае появляется возможность осуществления так называемого „ступенчатого“ нагрева, при котором после первого сжатия появляется возможность дополнительного сжатия или удержания границы плазмы возрастающим магнитным полем.

В дальнейшем мы покажем, что режим нагрева плазмы, осуществимый при использовании импульсной системы питания рассмотренного типа, открывает новые возможности для формирования активной среды ЭУФ лазеров по рекомбинационной схеме.

В отличие от классического капиллярного разряда с испаряющейся стенкой, в данном случае роль магнитного давления в ускорении плазмы к оси весьма существенна вплоть до момента максимального сжатия. Сначала магнитная энергия преобразуется в кинетическую энергию плазмы, а затем при схождении и отражении ударной волны от оси разряда кинетическая энергия преобразуется в тепловую энергию плазмы ядра.

Расчеты показали, что, преодолев охлаждение плазмы излучением, на стадии сжатия к моменту максимального сжатия может быть получена плазма с необходимыми выше достаточно высокими параметрами: температура

электронов 250 eV, плотность плазмы $\delta = \rho/\rho_0 \cong 40$, средний заряд ионов $Z = Z_n = 7$. Причем в пределах образовавшегося ядра эти параметры имеют практически однородные распределения.

Наблюдается эффект „закалки“ зарядового состава плазмы, важный с точки зрения формирования активной среды на переходах водородоподобных ионов по рекомбинационной схеме, предполагающей, что имеется бесконечный источник „голых“ ядер. При начавшемся расширении и охлаждении в пределах ядра средний заряд ионов не изменяется во времени примерно в течение 0.8 ns. Но рассчитывать на получение высоких коэффициентов усиления в этих условиях не следует, так как охлаждение электронов за это время оказывается незначительным, с 250 до 150 eV.

На стадии радиального расширения плазменного шнура, к сожалению, температура электронов на оси разряда падает со временем медленнее, чем ее плотность, т.е. плазма скорее становится редкой, чем холодной. Фактор неравновесности на оси $\Delta Z = Z - z$ становится положительным, что характерно для рекомбинационно неравновесной плазмы [23–26].

Радиальные распределения фактора неравновесности (рис. 3) позволяют определить приосевую зону опти-

чески активного шнура, расширяющуюся во времени (радиус зоны ~ 0.5 mm в момент времени 50 ns). Но, к сожалению, в этой зоне падает неравновесный средний заряд ионов, т.е. зарядовый состав плазмы успевает деградировать.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что в результате тепловой ионизации плазмы в малоиндуктивном пинчующемся продольном разряде может быть получена полностью ионизованная до ядер плазма.

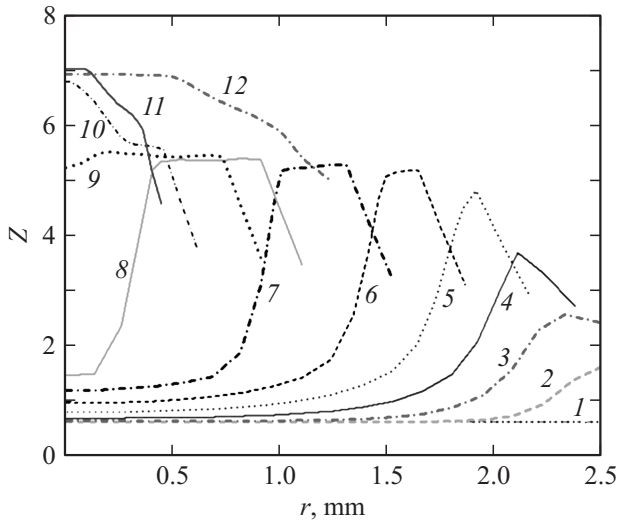


Рис. 3. Радиальное распределение неравновесного среднего заряда ионов $Z(t)$ в различные моменты времени t , ns: 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15, 5 — 20, 6 — 25, 7 — 30, 8 — 35, 9 — 37, 10 — 40 на стадии движения ионизационной волны к оси, 11 — 42, 12 — 50 — на стадии расширения плазменного столба.

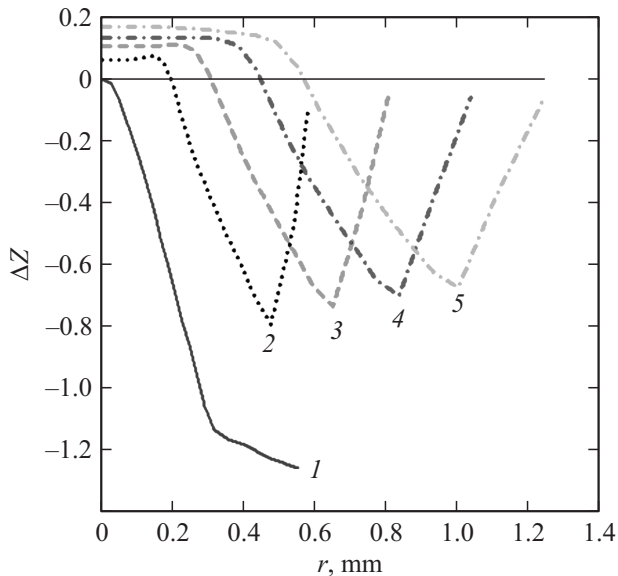


Рис. 4. Радиальное распределение фактора неравновесности $\Delta Z(t)$ на растянутой радиальной шкале, начиная с момента выхода его на нулевое значение на оси разрядной трубки. Моменты времени t , ns: 1 — 41, 2 — 44, 3 — 46, 4 — 48, 5 — 50.

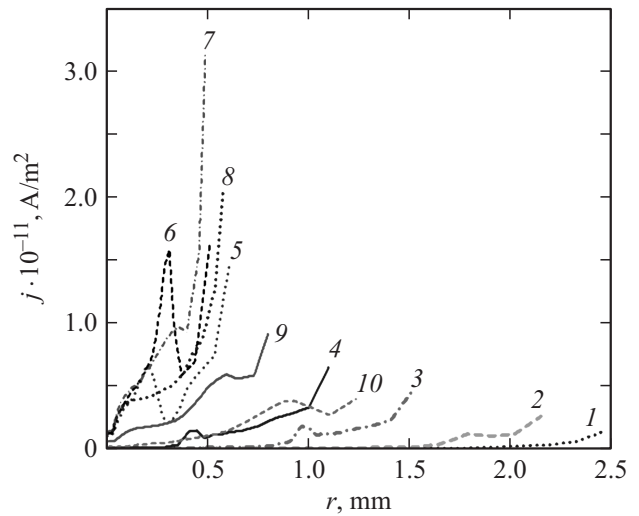


Рис. 5. Радиальные распределения плотности тока в различные моменты времени t , ns: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 35, 5 — 40, 6 — 41 на стадии сжатия, 7 — 43, 8 — 44, 9 — 46, 10 — 50 на стадии расширения столба.

Но глубоко (до 20–30 eV) и быстро (за время $\sim 2-3$ ns) ее охладить не удастся. В целом в рассмотренном случае эффективность охлаждения плазмы ниже, чем в случае адиабатического расширения.

Выключение напряжения на входе в капилляр и разрядного тока

Возникает предположение, что охлаждению плазмы в сильноточном разряде мешает ее продолжающийся джоулев нагрев собственным током разряда. В связи с этим был проведен численный эксперимент по выключению разрядного тока с помощью размыкателя, последовательно включенного с нагрузкой и имеющего резко возрастающее во времени сопротивление. Применим простейшую модель выключения тока, основанную на задании зависимости сопротивления размыкателя от времени с определенным характерным временем нарастания сопротивления. Результаты расчетов разряда в режиме с выключением тока приведены на рис. 6–9.

Расчеты показали, что влияние коммутации цепи на форму разрядного тока и динамику плазменного столба значительно (рис. 6, 7). Резкое выключение разрядного тока приводит к беспрепятственному расширению плазмы и ее столкновению со стенкой разрядной камеры. При этом на оси средний заряд ионов, плотность и температура плазмы меняются незначительно за время до столкновения плазмы с внутренней стенкой. Хотя рекомбинационная неравновесность зарядового состава плазмы $\Delta Z > 0$ и высокие ионизационные состояния сохраняются в течение некоторого времени после выключения тока, но слабое уменьшение температуры во времени не дают надежд на более эффективную

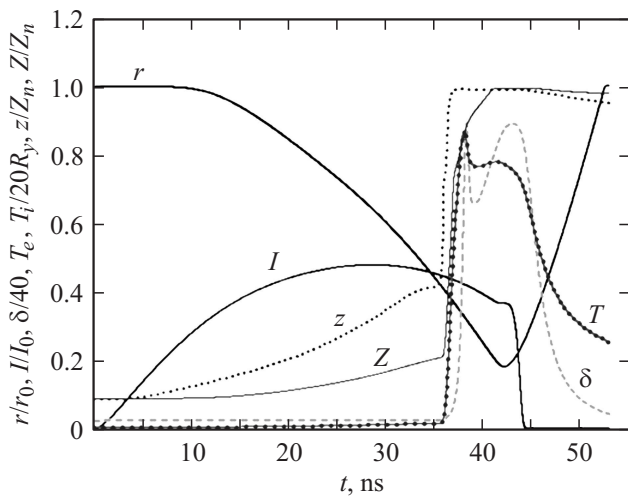


Рис. 6. Временные зависимости плазменных параметров при выключении полного тока и напряжения на капиллярной нагрузке в момент непосредственно за минимумом радиуса внешней границы шнура.

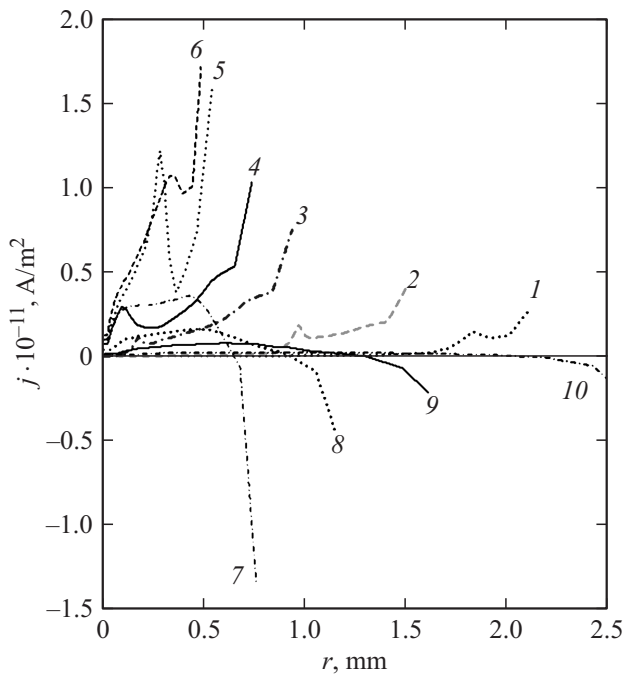


Рис. 7. Радиальные распределения плотности тока в различные моменты времени при выключении полного тока. Моменты времени t, ns : 1 — 20, 2 — 30, 3 — 37, 4 — 39, 5 — 41, 6 — 43 до выключения полного тока, 7 — 45, 8 — 47, 9 — 49, 10 — 53 после выключения.

рекомбинацию плазмы по сравнению с режимом без коммутации тока.

Рассмотрим, какие изменения происходят в этом режиме на радиальных распределениях характеристик состояния плазмы (рис. 7). Кардинальные изменения на распределениях тока начинаются с момента, когда происходит „срезание“ пика плотности тока в районе ударной волны (но не в районе оси) и формирование

обратных токов в наружных областях продольного разряда в силу его самоиндукции.

Если проинтегрировать прямые и обратные части токовых профилей и определить линейные токи, текущие по плазме, то можно построить их наглядные временные зависимости. По ним можно реконструировать схему магнитных полей, образующих обращенную магнитную конфигурацию линейного Z-пинча (рис. 8, 9). Подобная конфигурация использовалась в исследованиях по УТС. Отличие рассматриваемого случая заключается в том, что вскоре после коммутации исчезают магнитные поля между стенкой и обращенной конфигурацией Z-пинча. Поэтому плазменное образование прижимается к стенке разрядной камеры и происходит охлаждение ее внешней части. На характеристики состояния плазмы вблизи оси

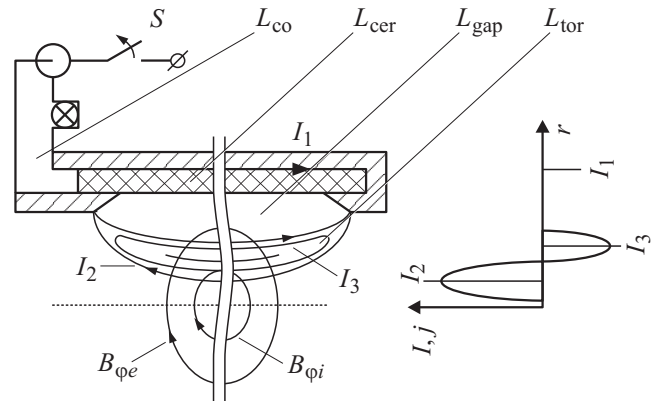


Рис. 8. Схематичное изображение магнитных полей и разрядных токов при коммутации электрической цепи коаксиального ЭУФ-источника. Здесь L_{co} — постоянная входная индуктивность капиллярной нагрузки, L_{cer} — собственная индуктивность керамической трубки, L_{cap} — индуктивность коаксиального зазора между трубкой и плазменным шнуром, L_{tor} — индуктивность плазменного тороида, S — размыкатель тока, $B_{\phi i}$ — магнитное поле внутри тороида, $B_{\phi e}$ — поле вне тороида.

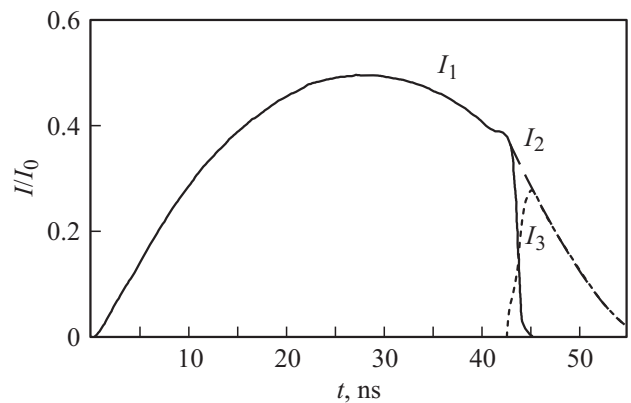


Рис. 9. Временные зависимости полного тока разряда $I_1(t)$ при коммутации цепи с помощью токового размыкателя в момент минимума внешнего радиуса шнура, а также линейного плазменного тока $I_2(t)$ и линейного замкнутого тока $I_3(t)$ после срабатывания размыкателя.

это не оказывает существенного влияния. В процессе коммутации тока магнитное поле на границе плазмы уменьшается и становится равным нулю, но магнитное поле во внутренних приосевых областях плазменного шнура продолжает существовать еще достаточно долго по сравнению с временем коммутации тока.

Если коммутацию цепи начать до момента, соответствующего минимуму радиуса внешней граничной поверхности плазменного шнура, то плазменная оболочка может схлопнуться на оси по инерции. Но поджатие приосевой плазмы предшественника ударной волной на оси произойдет в существенно меньшей степени из-за выключения тока в ударной волне. Характеристики состояния плазмы на оси не будут такими же высокими, как в рассмотренном выше случае. Поэтому в практическом отношении данный случай менее интересен для формирования оптически активной лазерной среды. Проведенный анализ показывает, что, хотя внешний разрядный ток выключается за время ~ 3 ns, из-за самоиндукции разряда возникает замкнутый ток I_3 , который совпадает с I_2 после выключения полного тока и поддерживает джоулев нагрев плазмы преимущественно в приосевой зоне в течение времени, существенно большем времени коммутации (рис. 9).

Продолжающийся после выключения разрядного тока нагрев внутренних областей плазмы, оборвать который принципиально невозможно, делает бесполезным коммутацию разрядного тока для улучшения условий охлаждения электронов путем радиального расширения плазменного столба. Во внешней области шнура из-за обращения магнитного поля исчезнет магнитная термоизоляция в вакуумном зазоре между плазмой и стенкой, и шнур входит в контакт со стенкой трубки. Рекомбинационная неравновесность, возникшая в этой зоне, из-за деградации зарядового состава плазмы не представляет интереса.

Режим разряда, осуществляемый с выключением импульса напряжения на входе в капилляр в момент достижения плазменным радиусом минимального значения, но без выключения полного тока с помощью размыкателя, является промежуточным. В этом режиме на стадии расширения плазменного шнура происходит превышение амплитуды полного тока на стадии сжатия, но не в той мере, как при выключении полного тока. Происходит также увеличение скорости расширения плазменного шнура на стадии расширения, но также не в той степени. Режим представляет интерес для понимания того, почему на стадии расширения шнура амплитуда тока больше амплитуды тока на стадии первого сжатия. Он помогает отделить увеличение тока на стадии расширения шнура из-за уменьшения его индуктивности, что происходит при снятии напряжения на капилляре, от увеличения тока вследствие изменения согласования линии с нагрузкой, что характерно для выключения полного тока разряда.

Заключение

С помощью двухтемпературной МРГД-модели сильного объемно излучающего Z-разряда проведено численное исследование нагрева и охлаждения плазмы азота в пинчуемом протяженном разряде. Показано, что система питания разряда, основанная на двойной накопительно-формирующей и транспортирующей линии с технически реальными характеристиками, позволяет создавать в плазме азота плотность мощности порядка $0.01-1$ TW/cm³. Это обеспечивает осуществление первого этапа формирования активной среды лазера на H-подобных ионах азота ($3 \rightarrow 2$, $\lambda = 13.4$ nm) — получение полностью ионизованной плазмы за счет сжатия—нагрева собственным магнитным полем протекающего по плазме тока и джоулева нагрева, несмотря на охлаждение плазмы собственным излучением на этой стадии. На втором этапе нужно быстро охладить полученную плазму примерно до 20–40 eV за время 1–2 ns.

Численное исследование охлаждения полностью ионизованной плазмы азота при расширении было проведено в режимах без выключения и с выключением разрядного тока с помощью ключа с быстро нарастающим сопротивлением. Показано, что в режиме без выключения тока на оси разряда плотность плазмы уменьшается быстрее, чем температура электронов. При этом эффективность охлаждения плазмы за характерное время рекомбинации оказывается невысокой. По расчетам за время $\sim 2-3$ ns на оси разряда плазма охлаждается до 50–60 eV.

В режиме с выключением полного тока разряда вследствие самоиндукции возникают замкнутые токи, которые продолжают нагрев плазмы в обращенной магнитной конфигурации, в первую очередь в приосевой области в течение времени, существенно большем времени коммутации цепи. Во внешней области шнура из-за обращения магнитного поля исчезает магнитная термоизоляция в вакуумном зазоре между плазмой и стенкой камеры. Возникающая в этой области рекомбинационная неравновесность зарядового состава вследствие охлаждения плазмы не представляет интереса из-за низкого неравновесного среднего разряда ионов.

В разряде расширение плазмы не является адиабатическим и происходит при продолжающемся джоулевым нагреве электронов во внутренних областях плазменного столба даже после достаточно быстрого выключения разрядного тока. Поэтому охлаждение плазмы разряда за счет расширения менее эффективно, чем в случае лазерной плазмы. Выключение разрядного тока лишь незначительно повышает эффективность охлаждения электронов. За время 2–3 ns в этом режиме на оси плазма остывает до 46–54 eV.

Таким образом, необходимость нагрева плазмы до высоких температур для формирования требуемого зарядового состава на первом этапе и необходимость быстрого и глубокого охлаждения плазмы в последующем

для получения лазерной генерации находятся в принципиальном противоречии. В случае электроразрядной плазмы это противоречие является более глубоким, чем в случае лазерной плазмы. Хотя бы отчасти, оно может быть преодолено, по-видимому, за счет применения какого-либо жесткого ионизатора. В качестве такого ионизатора может быть использован источник излучения с требуемым спектром или, например, убегающие электроны, рождающиеся непосредственно в плазме. Такие возможности будут проанализированы в следующих публикациях.

Список литературы

- [1] Rocca J.J. // Rev. Sci. Instr. 1999. Vol. 70. N 10. P. 3799–3827.
- [2] Gonzalez J.J., Fratti M., Rocca J.J. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 026404-9.
- [3] Виноградов А.В., Рокка Дж.Дж. // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 1. С. 7–17.
- [4] Suckewer S., Jaegle P. // Laser Phys. Lett. 2009. Vol. 6. N 6. P. 411–436.
- [5] Элтон Р. Рентгеновские лазеры / Пер. с англ. М.: Мир, 1994. 335 с.
- [6] Attwood D. Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation. Principles and Applications. Cambridge University Press, 2007. 470 p.
- [7] Hammarsten E.C., Szapiro B., Jankowska E. et al. // Appl. Phys. B. 2004. Vol. 78. P. 933–937.
- [8] Purvis M., Grava J., Filevich J. et al. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 046402; Grava J., Purvis M.A., Filevich J. et al. // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 78. P. 016403; Grava J., Purvis M.A., Filevich J. et al. // IEEE Plasma Sci. 2008. Vol. 36. N 4. P. 1286; Purvis M.A., Grava J., Filevich J. et al. // Phys. Rev. E. 2010. Vol. 81. P. 036408.
- [9] Tomasel F.G., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J. // Rev. Sci. Instrum. 2008. Vol. 79. P. 013503.
- [10] Capeluto M.G., Vaschenko G., Grisham M. et al. // IEEE T. Nanotechnol. 2006. Vol. 5. P. 3; Wachulak P.W., Capeluto M.G., Marconi M.C. et al. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. P. 3465; Capeluto M.G., Wachulak P., Marconi M.C. et al. // Microelectron. Eng. 2007. Vol. 84. P. 721; Wachulak P.W., Capeluto M.G., Marconi M.C. et al. // J. Vac. Sci. Technol. 2007. Vol. 25. P. 2094.
- [11] Wachulak P., Grisham M., Heinbuch S. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. Vol. 25. N 7. P. B104–B107.
- [12] Wachulak P.W., Urbanski L., Capeluto M.G. et al. // J. Micro-Nanolith. MEM. 2009. Vol. 8. P. 021206.
- [13] Isoyan A., Jiang F., Cheng Y.C. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2009. Vol. 37. P. 2931; Urbanski L., Marconi M.C., Isoyan A. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2011. Vol. 29. P. 06F504.
- [14] Wachulak P.W., Capeluto M.G., Menoni C.S. et al. // Opto-Electronics Rev. 2008. Vol. 16. P. 444.
- [15] Urbanski L., Li W., Rocca J.J., Menoni C.S. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2012. Vol. 30. P. 06F502.
- [16] Urbanski L., Isoyan A., Stein A. et al. // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. N 17. P. 3633.
- [17] Brewer C.A., Frazuela F., Martz D.H. et al. // Proc. SPIE. 2007. Vol. 6702. P. 21.
- [18] Wachulak P.W., Marconi M.C., Bartels R.A. et al. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. P. 10622; Wachulak P.W., Marconi M.C., Bartels R.A. et al. // Opt. Soc. Am. B. 2008. Vol. 25. P. 1811.
- [19] Sandberg R.L., Song C., Wachulak P.W. et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. 2008. Vol. 105. P. 24.
- [20] Brewer C.A., Brizuela F., Wachulak P. // Opt. Lett. 2008. Vol. 33. P. 518; Brizuela F., Wang Y., Brewer C.A. et al. // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 271; Brizuela F., Howlett I., Carbajo S. et al. // IEEE J. Sel. Top. Quant. 2012. Vol. 18. P. 434.
- [21] Bravo H., Szapiro B.T., Wachulak P.W. et al. // IEEE J. Sel. Top. Quant. 2012. Vol. 18. P. 443.
- [22] Carbajo S., Howlett I.D., Brizuela F. et al. // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. N 14. P. 2994.
- [23] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1976. 256 с.
- [24] Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.; Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Тр. ИОФАН. 1992. Т. 40. С. 52–96; Гулов А.В., Держиев В.И., Жидков А.Г. и др. // Тр. ИОФАН. 1992. Т. 40. С. 98–121.
- [25] Боровский А.В., Запругаев С.А., Зацаринный О.И., Манаков Н.Л. Плазма многозарядных ионов. СПб.: Химия, 1994. 344 с.
- [26] Боровский А.В., Галкин А.Л. Лазерная физика: рентгеновские лазеры, ультракороткие импульсы, мощные лазерные системы. М.: ИздАТ, 1996. 496 с.
- [27] Lee K., Kim D. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 13. P. 1968–1970.
- [28] Lee K., Kim J.H., Kim D. // CP641. X-Ray laser 2002: 8th Intern. Conf. on X-Ray Lasers / Ed. by J.J. Rocca et al. P. 97–102.
- [29] Lee K., Kim J.H., Kim D. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. N 11. P. 4749–4755.
- [30] Kampel N.S., Rikanati A., Be'Ery I. et al. // Proc of the 28th ICPiG. Prague, Czech. Republic. 2007. P. 1217–1220.
- [31] Burtsev V.A., Kalinin N.V., Vrba P., Vrbova M. // Proc. of the 28th ICPiG. Prague, Czech. Republic. 2007. P. 1228–1231.
- [32] Бурцев В.А., Калинин Н.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 4. С. 1–10.
- [33] Бурцев В.А., Калинин Н.В. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 7. С. 20–28.
- [34] Sakai Y., Takahashi S., Hosokai T. et al. // J. Plasma Fus. Res. Series. 2009. Vol. 8. P. 1317–1321; Sakai Y., Takahashi S., Komatsu T. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2010. Vol. 81. P. 013303; Sakai Y., Takahashi S., Hosokai T. et al. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 083303.
- [35] Wang Q., Xie Y., Zhao Y.P. et al. // Eur. Phys. J.D. 2009. Vol. 55. P. 243–247.
- [36] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [37] Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 200 с.
- [38] Виноградов А.В., Чичков Б.Н. // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 4. С. 741–747; Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. // Квант. электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 5–26.
- [39] Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. // Тр. Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР. 1987. Т. 179. С. 88–102.

- [40] Беспалов И.М., Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып.2. С. 4–8; Беспалов И.М., Полищук А.Я. Методика расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров. М.: ИВТАН, 1988. 36 с.
- [41] Lee K.T., Kim S.H., Kim D., Lee T.N. // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. N 4. P. 1340–1347; Kim S.H., Lee K.T., Kim D., Lee T.N. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. N 3. P. 730–736.
- [42] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разникова Т.Л., Сасоров П.В. // Физ. плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387–402; Боброва Н.А., Буланов С.В., Поцциоли Р. и др. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 1. С. 3–8; Боброва Н.А., Буланов С.В., Сасоров П.В. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Т. IX–2. Высокоэнергетичная плазмодинамика. М.: ЯНУС-К, 2007. Глава 11. С. 250–277.
- [43] Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V. // CESJ. 2005. Vol. 3. N 4. P. 564–580.
- [44] Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.
- [45] Башурин В.Л., Долголева Г.В. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Методики и программы численного решения задач математической физики. Вып. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1987. С. 15–20.
- [46] Попов С.П., Ромашкевич Ю.И. // Журн. выч. матем. и матем. физ. 1977. Т. 17. № 6. С. 1602–1607; Майоров С.А. // Журн. выч. матем. и матем. физ. 1986. Т. 26. № 11. С. 1735–1739.