

ИСТОЧНИК ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ИМПУЛЬСОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

И. С. Абрамов^{a,b}, Е. Д. Господчиков^{a**}, А. Г. Шалашов^a*

*^a Институт прикладной физики Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

*^b Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 21 августа 2020 г.,
после переработки 13 октября 2020 г.
Принята к публикации 14 октября 2020 г.

Обсуждается возможность поддержания разряда в ксеноне, эффективно излучающем свет в диапазоне длин волн $11.2 \text{ нм} \pm 1 \%$, субнаносекундным импульсом терагерцевого излучения. Проведено моделирование такого разряда для параметров, характерных для экспериментов с использованием современных лазеров на свободных электронах в качестве источников мощного терагерцевого излучения. Показано, что модернизированный лазер на свободных электронах в ИЯФ СО РАН (NovoFEL-3) позволит поддерживать точечный плазменный разряд с плотностью возбужденных ионов $\text{Xe}^{10+} - \text{Xe}^{11+}$, достаточной для выхода экстремального ультрафиолетового излучения со средней мощностью 35 Вт в диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1 \%$.

DOI: 10.31857/S0044451021020073

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к разработке источников экстремально-го ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с длиной волны 9–14 нм связан с развитием проекционной литографии: переход к более коротковолновому излучению для экспонирования позволяет уменьшить размеры элементов интегральных схем, обеспечивая большую производительность при прочих равных условиях [1].

В качестве эффективного механизма генерации ЭУФ-излучения может выступать спонтанное линейчатое излучение неравновесной плазмы многозарядных ионов. С повышением заряда иона его линейчатый спектр смещается в более коротковолновую область. Для ионов определенных элементов практически все излучение может лежать в диапазоне 5–100 нм уже при кратности 3+ и выше [2].

* E-mail: abramov@appl.sci-nnov.ru

** E-mail: egos@ipfran.ru

Излучение в ЭУФ-диапазоне может быть сфокусировано для дальнейшего использования лишь оптической на основе многослойных зеркал [3]. Диапазон длин волн, в котором многослойные зеркала эффективно отражают ЭУФ-излучение, довольно узкий: $13.5 \text{ нм} \pm 1 \%$ для Mo/Si-оптики, $11.2 \text{ нм} \pm 1 \%$ для оптики на основе Ru/Be- и Mo/Be-зеркал [4]. Это определяет целевые (стандартные) диапазоны ЭУФ-излучения для промышленного применения. Реализация эффективных источников ЭУФ-света в стандартных диапазонах требует ионов более высокой зарядности и специального подбора элементов. Так, для получения излучения в диапазоне $13.5 \text{ нм} \pm 1 \%$ требуются ионы олова $\text{Sn}^{7+} - \text{Sn}^{12+}$, а для диапазона $11.2 \text{ нм} \pm 1 \%$ требуются ионы ксенона Xe^{10+} [5, 6]. Необходимая плазма, как правило, создается в результате воздействия излучения лазера на жидкую оловянную [7, 8] или газообразную ксеноновую [9, 10] мишень.

Для эффективного поглощения лазерного излучения требуется плазма с концентрацией электронов более 10^{19} см^{-3} , однако такие плотности не являются оптимальными для генерации целевого

ЭУФ-излучения [2, 11]. Перенос излучения с длиной волны порядка 10 нм в настолько плотной плазме затруднен эффектом запираания, состоящим в активном перепоглощении этого излучения ионами и в последующем гашении возбуждения ионов электронным ударом [12]. Для разряда с характерными размерами в десятки микрометров этот эффект не оказывает заметного влияния на выход ЭУФ-излучения при концентрациях ионов меньше или порядка 10^{17} см $^{-3}$, что, с учетом кратности ионизации 9–10, соответствует концентрациям электронов до 10^{18} см $^{-3}$ [2]. При использовании газообразной мишени существенны также потери на поглощение ЭУФ-излучения окружающим разряд нейтральным газом [10]. Для слоя газа толщиной порядка размера разряда эффект существенно снижает выход излучения при концентрациях газа порядка 10^{19} см $^{-3}$ и выше [13].

Разряд с плотностью электронов порядка 10^{18} см $^{-3}$ будет наиболее эффективно поглощать электромагнитные волны с длиной волны 20–30 мкм, т.е. с частотой 10–15 ТГц. Продемонстрировать разряд такого типа на сегодняшний момент — довольно трудная задача, поскольку источников терагерцевого (ТГц) излучения с достаточной мощностью немного. Если речь идет об излучении мощностью более 1 Вт, то на данный момент можно указать всего два типа источников — это субТГц-гиротроны и ТГц-лазеры на свободных электронах (ЛСЭ).

Большинство субТГц-гиротронов работают на частотах от 250 до 700 ГГц с пиковой мощностью до 100 кВт [14]. Генерация излучения на частоте 1 ТГц является рекордом для современных гиротронов, на этой частоте получена мощность до 2 кВт в импульсе [15, 16]. Вопрос использования таких гиротронов для поддержания плазмы, излучающей в ЭУФ-диапазоне, подробно исследован теоретически [2, 17–20], разряд такого типа продемонстрирован в экспериментах [13, 21]. ЛСЭ могут генерировать ТГц-излучение более высоких частот, в том числе и частоты более 10 ТГц [22, 23]. При высокой пиковой мощности излучения, ЛСЭ обладает коротким (1–100 пс) по сравнению с гиротронами импульсом излучения. Сложность синхронизации затрудняет его использование для испарения жидкой капли-мишени, но оставляет возможность применения для поддержания разряда в непрерывном потоке газа.

В данной работе теоретически исследованы особенности поддержания разряда такого типа в ксеноновой мишени, а именно:

- установлено, каким требованиям помимо длины волны должен удовлетворять импульс ТГц-излучения для создания разряда оптимальной плотности, излучающего в ЭУФ-диапазоне; проведена оценка, какие из действующих и планируемых ЛСЭ для этого подходят (разд. 2);

- выполнено моделирование разряда, поддерживаемого коротким импульсом ТГц-излучения ЛСЭ в ксеноне, установлены характерные параметры получаемой многозарядной плазмы и ее линейчатого излучения (разд. 3).

2. ТРЕБОВАНИЯ К ЛСЭ

Многозарядная плазма несовместима с неполной ионизацией газа. При интенсивностях полей, характерных для ТГц-ЛСЭ, основным механизмом ионизации является ионизация электронным ударом [24, 25], при этом сечение ионизации нейтрального газа, как правило, существенно превышает сечения ионизации ионов высокой кратности [26]. Так, например, различие между сечениями ионизации нейтрального и десятикратно ионизированного ксенона составляет два порядка. Если допустить сопоставимые концентрации многозарядных ионов и нейтрального газа, то энергия, в первую очередь, идет на ионизацию нейтральных атомов. Более того, ионизация электронным ударом происходит последовательно: ион с зарядом Z появляется из иона с зарядом $Z - 1$, а вероятность его появления пропорциональна концентрации иона-источника. Поэтому пока степень ионизации плазмы далека от 100%, вероятность появления ионов кратностью выше Xe^{2+} ничтожна (малы не только сечения их появления, но и концентрация источников). Таким образом, необходимым условием создания плазмы многозарядных ионов является обеспечение возможности полной ионизации нейтрального газа.

Длительность импульса ЛСЭ мала по сравнению с характерным временем t_{is} разлета плазмы. Это время можно оценить, считая, что характерный масштаб разряда совпадает с длиной волны λ поддерживающего ТГц-излучения, а средняя скорость коллективного (амбиполярного) движения электронов и ионов совпадает с ионно-звуковой скоростью:

$$t_{is} = \lambda / \sqrt{Z_{eff} \mathcal{E}_e / m_i}, \quad (1)$$

где \mathcal{E}_e — средняя энергия электронов, Z_{eff} и m_i — эффективный заряд и масса ионов. Характерное время разлета плазмы ксенона, поддерживаемой лазерным излучением с длиной волны 20 мкм при

средней энергии около 100 эВ составляет $t_{is} \approx 3$ нс при $Z_{eff} = 1$, что как минимум на порядок превышает длительность ТГц-импульса. Это означает, что нарабатываемая за время импульса плазма накапливается в каждой точке пространства независимо, движением плазмы и потерями частиц можно пренебречь. По этой же причине разница в динамических давлениях холодных атомов и горячих электронов не успевает вызвать разницы в их концентрациях, поэтому концентрация n_e электронов плазмы при полной однократной ионизации будет близка к начальной концентрации n_0 нейтрального газа, при которой реализуется пробой.

Если объем, занимаемый газом, много меньше области, занимаемой электромагнитным полем ТГц-излучения, то значительная часть излучения пролетит мимо газообразной мишени и будет потеряна. Поэтому имеет смысл рассматривать разряд в газе, занимающем область, сопоставимую или превосходящую размеры области, занимаемой ТГц-полем. В этом случае характерный размер разряда, развивающегося в газе в отсутствие потерь частиц, будет определяться размерами области, занятой электромагнитным полем, т.е. будет иметь характерные размеры порядка длины волны λ ТГц-излучения (в случае предельной фокусировки) или больше. Концентрация электронов n_e в этом случае не может сильно превосходить критическую концентрацию n_{cr} , при которой происходит отсечка излучения на длине волны λ ($n_{cr} = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda^2$, или $n_{cr} [\text{см}^{-3}] \approx 10^{13} \lambda [\text{см}]^{-2}$ [27]). Таким образом, в развитой стадии рассматриваемого разряда имеем $n_e \sim n_{cr}$.

Резюмируем выводы:

- для создания многозарядной плазмы необходима полная ионизация;
- в случае полной однократной ионизации концентрация электронов порядка начальной концентрации нейтрального газа;
- в развитой стадии разряда концентрация электронов порядка критической концентрации, и получаем важное ограничение: начальная концентрация нейтрального газа не должна превосходить критическую концентрацию электронов. В противном случае в разряде не реализуется полная ионизация газа, а следовательно, не будет многозарядных ионов.

С другой стороны, за время работы лазера должен произойти пробой газа, т.е. должна успеть развиваться электронная лавина. При предельно сфокусированном ТГц-излучении в область с радиу-

сом, равным длине волны λ , осцилляторная энергия электрона может быть оценена как

$$W = \frac{2e^2 P_0}{\pi^2 m_e c^3}, \quad (2)$$

где P_0 — мгновенная мощность ТГц-излучения в пике импульса, m_e — масса электрона, e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме. В полях, характерных для излучения ЛСЭ, осцилляторная энергия $W \sim 100$ эВ. Частота излучения ЛСЭ и частота соударений электронов с нейтральными атомами при концентрации газа $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ сопоставимы. В этих условиях $\mathcal{E}_e \sim W$, т.е. средняя энергия электронов на начальном этапе развития разряда есть просто их осцилляторная энергия. Условие развития электронной лавины за время действия импульса длительностью t_p можно представить как [28]

$$N_i = k_{i0} n_0 t_p \gg 1. \quad (3)$$

Здесь N_i — количество актов ионизации на один электрон за время импульса, k_{i0} — константа ионизации нейтрального газа при $\mathcal{E}_e \sim W$.

Если условие развития электронной лавины выполнено, то дальнейшее развитие разряда идет по следующему сценарию. Пока концентрация электронов меньше критической величины n_{cr} , электроны эффективно греются. Поскольку потерь частиц нет, энергия электронов тратится только на ионизацию и возбуждение ионов, а излишек запасается в средней энергии кинетического движения электронов. Тяжелые частицы при этом остаются холодными. Когда концентрация электронов превосходит критическое значение, большая часть энергии падающего на плазменное образование электромагнитного поля начинает отражаться. Нагрев электронов прекращается, но они продолжают тратить запасенную энергию на ионизацию и возбуждение ионов — плазма остывает. Плазма с высоким средним зарядом остывает быстро, поскольку времена жизни ее излучательных переходов невелики. Так, наиболее интенсивные линии Xe^{10+} характеризуются временами порядка 0.1 пс. После остывания плазма эффективно распадается за счет рекомбинации, причем ионы с большими зарядовыми числами Z пропадают первыми, поскольку частота рекомбинации растет пропорционально Z^3 [29]. Например, время рекомбинации для Xe^{10+} составляет 100 пс при $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\mathcal{E}_e = 10$ эВ. Типичные для ЛСЭ частоты следования импульсов составляют 10–100 МГц, поэтому многозарядная плазма полностью распадается к началу следующего импульса.

Таблица 1. Характерные параметры современных ЛСЭ

| | λ , мкм | t_p , пс | P_0 , МВт | W , эВ | N_i |
|----------------------|-----------------|------------|-------------|----------|-------|
| NovoFEL-1 | 130 | 75 | 0.7 | 8 | 0.1 |
| NovoFEL-2 | 37 | 20 | 3 | 36 | 2.7 |
| NovoFEL-3 | 11 | 20 | 1.5 | 18 | 16.4 |
| FELIX-1 | 25 | 5 | 7 | 83 | 2.2 |
| FELIX-2 | 25 | 5 | 25 | 297 | 2.5 |
| FEL-TUS FIR | 25 | 20 | 5 | 59 | 7.7 |
| FELBE U100 | 18 | 1 | 5 | 59 | 0.7 |
| FEL FIR-1 (Osaka) | 20 | 5 | 5 | 59 | 2.9 |
| Моделиро- вание | 20 | 20 | 10 | 119 | 14.6 |

Примечание. Величина N_i рассчитана для ксеноновой плазмы. В последней строке приведены параметры, использованные при моделировании режима горения разряда, обсуждаемого в разд. 3.

В табл. 1 приведены характеристики режимов работы существующих ТГц-ЛСЭ: NovoFEL (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия), FELIX (Университет Неймегена, Нидерланды), FEL-TUS FIR (Токийский университет науки, Япония), FELBE (Гельмгольц-Центр Дрезден-Россендорф, Дрезден, Германия), Osaka FEL FIR-1 (Университет Осаки, Япония). Характерные мощности и длительности импульсов взяты из сводной таблицы ТГц-лазеров, составленной Гельмгольц-Центром Дрезден-Россендорф, Германия [22], и из обзора [23]. Две установки из табл. 1 удовлетворяют условию (3): NovoFEL-3 и FEL-TUS FIR.

Для нас наибольший интерес представляет установка NovoFEL-3, т. е. планируемая третья очередь новосибирского ЛСЭ. К сожалению, эта установка не вполне оптимальна для нашей задачи из-за слишком малой длины волны излучения, которая соответствует критической концентрации электронов 10^{19} см^{-3} . При такой концентрации происходит эффективное запираение ЭУФ-линий ($11.2 \text{ нм} \pm 1\%$) в объеме разряда, кроме того, возможно поглощение ЭУФ-излучения окружающим нейтральным газом [13]. Меньшая же плотность буферного газа приведет к снижению эффективности поглощения ТГц-излучения.

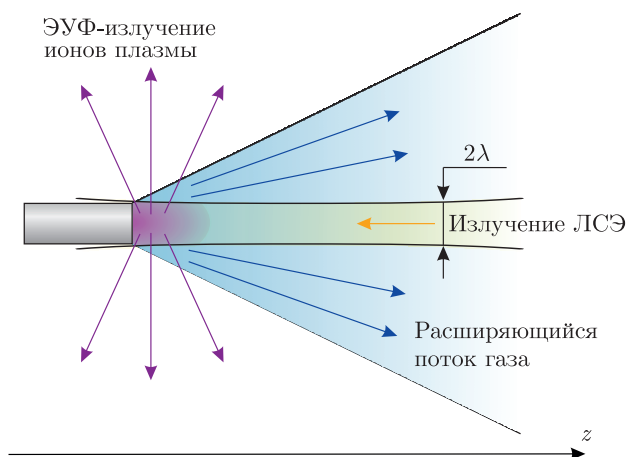


Рис. 1. Схема эксперимента по генерации ЭУФ-света в разряде, поддерживаемом полем ТГц-ЛСЭ

Оптимальный баланс между поглощением ТГц-излучения и выходом ЭУФ-излучения реализуется при критической концентрации электронов плазмы $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует длине волны ТГц-излучения около 20 мкм. Переход к длине волны 20 мкм при сохранении длительности импульса 20 пс и мощности 1.5 МВт соответствует существенному уменьшению параметра N_i . Для поддержания его на прежнем уровне требуется $P_0 \sim 10 \text{ МВт}$. Именно эти параметры, отраженные в последней строке табл. 1, мы возьмем за основу для моделирования в следующем разделе. И длина волны, и мощность ТГц-излучения такого уровня изначально планировались как достижимые для третьей очереди новосибирского ЛСЭ, но к настоящему времени не были продемонстрированы экспериментально из-за технологических сложностей [30, 31].

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДА

Рассмотрим процесс, схема которого представлена на рис. 1. Поток нейтрального ксенона расширяется в откачиваемый объем, что создает градиент концентрации газа с резким максимумом в окрестности сопла. Навстречу распространяется предельно сфокусированный пучок ТГц-излучения, который пробивает газ и поддерживает импульсный плазменный разряд с (возможно) многозарядными ионами. Будем строить одномерную модель такого разряда: параметры плазмы зависят от времени t и координаты z вдоль газовой струи. В начальный момент времени будем считать заданным распределение концентрации нейтрального газа $n_0(0, z)$; для

развития пробоя допустим также наличие затравочных электронов с концентрацией $n_e \ll n_0$. Начальная концентрация нейтрального газа в сопле в наших расчетах составляет $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, начальная степень ионизации 1%. Как уже отмечалось выше, для моделирования разряда, эффективного для генерации ЭУФ-света, в качестве базового мы использовали набор параметров «оптимизированного» эксперимента на NovoFEL, заданный в последней строке табл. 1.

Установим иерархию характерных времен. Время t_{is} , на котором скажутся эффекты, связанные с разлетом плазмы, согласно оценке (1) составляет единицы наносекунд. Перераспределение энергии электронов внутри разряда за счет теплопроводности определяется не ионно-звуковой скоростью, а тепловой скоростью электронов; характерное время t_{th} этого процесса составляет десятки пикосекунд. Время t_c между соударениями электрона с атомами и ионами ксенона при их концентрациях $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет 0.1–1 пс и уменьшается как $1/Z^2$ с ростом заряда иона [28]. Нижняя граница применимости квазистационарного приближения при описании электромагнитного поля есть время $t_{em} = 1/\omega = \lambda/2\pi c$; при $\lambda = 20 \text{ мкм}$ имеем $t_{em} \approx 10 \text{ ас}$. Таким образом получаем

$$t_{em} \ll t_c \lesssim t_p \lesssim t_{th} \ll t_{is}. \quad (4)$$

Характерные времена, на которых мы будем рассматривать развитие разряда, по порядку величины совпадают с длительностью t_p импульса излучения ЛСЭ и лежат между временами свободного пробега электронов t_c и перераспределения энергии электронов за счет теплопроводности t_{th} . Поэтому при моделировании импульсного ТГц-разряда мы будем пренебрегать эффектами диффузии и теплопроводности для плазмы и волновым запаздыванием для электромагнитного поля.

Если пренебречь пространственным транспортом энергии и частиц плазмы, то разряд можно описать с помощью балансных уравнений для концентрации возбужденных \bar{n}_j и невозбужденных \underline{n}_j нейтральных атомов (при $j = 0$) и ионов (при $j = 1, \dots, j_{max}$) Xe^{j+} плюс уравнение для средней энергии электронов \mathcal{E}_e :

$$\frac{d\mathcal{E}_e}{dt} = \sum_s a_s, \quad \frac{d\underline{n}_j}{dt} = \sum_s b_{sj}, \quad \frac{d\bar{n}_j}{dt} = \sum_s c_{sj}. \quad (5)$$

Коэффициенты a_s , b_{sj} и c_{sj} , описывающие элементарные процессы, представлены в табл. 2. В интересующих нас условиях основное влияние на ди-

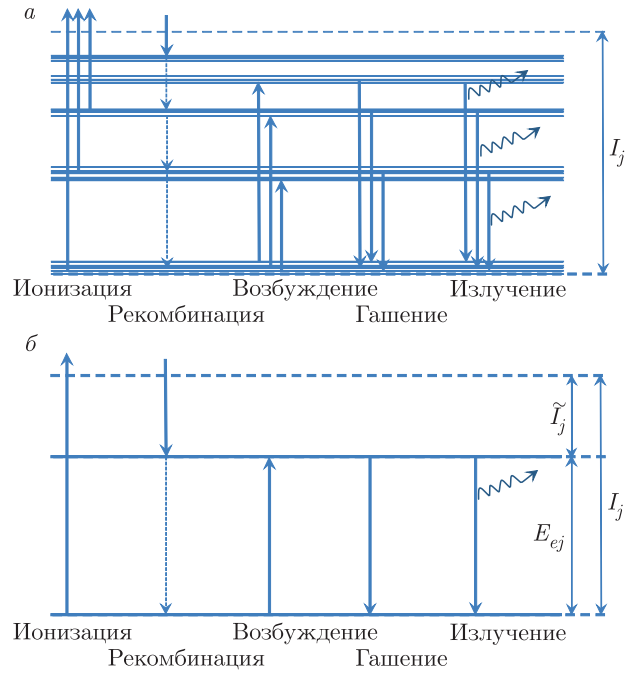


Рис. 2. а) Схематическое изображение неупругих процессов в плазме разряда. б) Упрощенная схема неупругих процессов

намику разряда оказывают следующие элементарные процессы: упругие электрон-ионные соударения, ионизация, возбуждение, дезактивация (гашение) ионов электронным ударом, тройная рекомбинация и линейчатое излучение ионов. Диаграмма неупругих процессов изображена на рис. 2а. Процессы фоторекомбинации можно исключить из рассмотрения, поскольку при характерных для разряда плотности плазмы и средней энергии электронов тройная рекомбинация существенно вероятнее [28]. Данные о сечениях ионизации взяты из работы [26]. Сечения возбуждения и гашения определены в приближении Бете [32]. Необходимые для этого характеристики линий ионов ксенона, включая коэффициенты Эйнштейна, рассчитаны при помощи кода Коуэна [33]. Исключение составляет Xe^{10+} , для которого есть основанные на спектроскопических измерениях результаты [5]. Данные о факторе Гаунта, используемом в приближении Бете, взяты из работ [34,35]. Данные о транспортном сечении упругих соударений электронов с атомами взяты из работ [36,37]. Данные об упругих соударениях заряженных частиц и тройной рекомбинации почерпнуты из монографии [28], а для многозарядных ионов — из [29].

Связанно-связанные переходы электронных состояний в ионах моделируются на основе подхода, предложенного нами ранее [2], со следующим упро-

Таблица 2. Коэффициенты балансных уравнений (5)

| s | a_s | b_{sj} | c_{sj} | Комментарий |
|-----|---|--|--|----------------------|
| 1 | $-\delta \sum_{j=0}^{j_{max}} k_{cj} n_j \mathcal{E}_e$ | 0 | 0 | упругие столкновения |
| 2 | $-\sum_{j=0}^{j_{max}} (I_j k_{ij} \underline{n}_j + \tilde{I}_j \tilde{k}_{ij} \bar{n}_j) - \frac{\mathcal{E}_e}{n_e} \frac{dn_e}{dt}$ | $-k_{ij} \underline{n}_j n_e + k_{ij-1} \underline{n}_{j-1} n_e$ | $-\tilde{k}_{ij} \bar{n}_j n_e + \tilde{k}_{ij-1} \bar{n}_{j-1} n_e$ | ионизация |
| 3 | $\sum_{j=0}^{j_{max}} \tilde{I}_j k_{rj} \underline{n}_j n_e$ | $-k_{rj} \underline{n}_j n_e^2$ | $k_{rj+1} \underline{n}_{j+1} n_e^2$ | рекомбинация |
| 4 | $-\sum_{j=0}^{j_{max}} E_{ej} k_{ej} \underline{n}_j$ | $-k_{ej} \underline{n}_j n_e$ | $k_{ej} \underline{n}_j n_e$ | возбуждение |
| 5 | $\sum_{j=0}^{j_{max}} E_{ej} k_{dj} \bar{n}_j$ | $k_{dj} \bar{n}_j n_e$ | $-k_{dj} \bar{n}_j n_e$ | гашение |
| 6 | 0 | $\eta_j A_j \bar{n}_j$ | $-\eta_j A_j \bar{n}_j$ | УФ-излучение |
| 7 | Q_a | 0 | 0 | ТГц-поглощение |

Примечание. Обозначения: k_j с дополнительными индексами c, i, r, e и d — соответственно константы процессов упругих соударений, ионизации, рекомбинации, возбуждения и гашения, \tilde{k}_{ij} — константа ионизации из возбужденного состояния, I_j — энергия ионизации, E_{ej} — энергия эффективного перехода, $\tilde{I}_j = I_j - E_{ej}$ — энергия ионизации из возбужденного состояния, $\delta = 2m_e/m_i$ — постоянная обмена энергией, $n_j = \underline{n}_j + \bar{n}_j$ — полная концентрация j -й компоненты плазмы, $n_e = \sum_{j=1}^{j_{max}} Z_j n_j$ — концентрация электронов, Q_a — удельная мощность поглощения излучения ЛСЭ.

нием. Поскольку переходы между связанными состояниями не являются равновероятными и для большинства ионов коэффициенты Эйнштейна переходов из основной электронной конфигурации в возбужденные имеют выделенные максимумы в узком диапазоне энергий перехода, будем описывать один эффективный переход с усредненной энергией E_{ej} и суммарной частотой A_j :

$$E_{ej} = \frac{\sum_{l=1}^{l_{max}} \alpha_{jl} A_{jl} E_{ejl}}{\sum_{l=1}^{l_{max}} \alpha_{jl} A_{jl}}, \quad (6)$$

$$A_j = \sum_{l=1}^{l_{max}} \alpha_{jl} A_{jl},$$

где индексы $j = 0, \dots, j_{max}$ нумерует атомы и ионы Xe^{j+} , а индексы $l = 1, \dots, l_{max}$ — переходы, A_{jl} — коэффициент Эйнштейна l -го перехода внутри j -го иона, E_{ejl} — энергия этого перехода, α_{jl} — доля статистического веса нижнего энергетического уровня перехода в структуре основного состояния (подробнее см. разд. 3 работы [2]). Упрощенная таким образом схема элементарных процессов изображена на рис. 2б. Для учета эффекта запираия излучения,

соответствующего эффективной линии (6), при расчете радиационных потерь из плазменного объема ($s = 6$) мы используем модифицированную частоту переходов $\hat{A}_j = \eta_j A_j$, при этом коэффициент запираия излучения η_j определяется выражением

$$\eta_j = \theta_j / (\theta_j + \beta_j), \quad (7)$$

где θ_j — вероятность того, что излученный j -м ионом фотон дойдет до границы разряда без поглощения, а β_j — вероятность гашения возбужденного иона электронным ударом, т. е. отношение частоты гашения к частоте переходов A_j [2, 12, 38].

Константы всех процессов получены усреднением их сечений по максвелловскому распределению электронов по скоростям. Это обусловлено доступностью части данных именно в такой форме, однако можно привести и физическое обоснование такого приближения. В обсуждаемых ниже примерах моделирования за 10 пс после начала импульса ЛСЭ в разряде достигается средняя концентрация электронов $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях и средней энергии электронов порядка осцилляторной, $\mathcal{E}_e \sim W \sim 100 \text{ эВ}$, характерное время максвел-

лизации за счет кулоновских соударений не превышает 1 пс. Поэтому можно ожидать, что на развитой стадии разряда распределение электронов близко к максвелловскому. При пробое газа и в начале развития разряда распределение может значительно отклоняться от равновесного, однако максимумы сечений процессов, происходящих с нейтральными атомами и ионами невысокой кратности, лежат ниже осцилляторной энергии, поэтому усредненные значения констант элементарных процессов не зависят от деталей функции распределения. С другой стороны, максимумы сечений неупругих процессов для ионов с высокой кратностью ионизации, доминирующих на развитой стадии, смещаются в область высоких энергий, где отклонение функции распределения от равновесной может оказаться существенным даже в плотной плазме. Анализ подобных тонких эффектов выходит за рамки настоящей работы.

Итак, для описания разряда мы рассматриваем $2j_{max} + 3$ обыкновенных дифференциальных уравнений (5), которые описывают эволюцию плазмы во времени независимо в каждой пространственной точке z . Неоднородность решений в пространстве определяется начальными условиями (распределением концентрации n_0 струи нейтрального газа) и неоднородным профилем поглощения мощности излучения ЛСЭ (член Q_a в уравнении для \mathcal{E}_e). Для расчета мощности поглощения будем решать балансные уравнения совместно с уравнениями Максвелла, которые позволят последовательно описать влияние плазмы на внешнее электромагнитное поле в условиях, когда концентрация электронов приближается к критическому значению. В нашей постановке электромагнитное поле представляет собой монохроматическую плоскую линейно-поляризованную ТЕМ-волну, распространяющуюся в неоднородной плоскостной среде, характеризуемой комплексной диэлектрической проницаемостью [27]

$$\varepsilon(t, z) = 1 - \frac{\omega_p^2(t, z)}{\omega^2 + \nu^2(t, z)} \left[1 - \frac{i\nu(t, z)}{\omega} \right], \quad (8)$$

где ω — частота излучения, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$ — квадрат электронной ленгмюровской частоты, ν — эффективная (суммарная) частота соударений электронов,

$$\nu(t, z) = \sum_{j=0}^{j_{max}} \left((k_{cj} + k_{ij} + k_{ej} + k_{rj} n_e) \underline{n}_j + (k_{cj} + \tilde{k}_{ij} + k_{dj}) \bar{n}_j \right). \quad (9)$$

Времена t_{em} так малы, что для отыскания распределения электромагнитных полей можно использо-

вать стационарные уравнения Максвелла для комплексных амплитуд:

$$\begin{aligned} \frac{dE_x}{dz} &= i \frac{\omega H_y}{c}, \\ \frac{dH_y}{dz} &= i \omega \frac{\varepsilon E_x}{c}, \end{aligned} \quad (10)$$

где ε зависит от t как от параметра. Решая (10), определяем поглощаемую мощность в расчете на один электрон:

$$Q_a(t, z) = \frac{P_0}{\pi \lambda^2 n_e} \frac{d}{dz} \operatorname{Re} [E_x H_y^*]. \quad (11)$$

В итоге уравнения (5) и (10) образуют замкнутую систему уравнений для моделирования динамики импульсного пространственно-неоднородного разряда.

Для анализа результатов моделирования введем интегральные энергетические характеристики разряда. Полная мгновенная мощность поглощения излучения ЛСЭ электронами разряда, $P_a(t)$, вычисляется как

$$P_a(t) = \pi \lambda^2 \int_0^\infty Q_a n_e dz, \quad (12)$$

где $q_a = \pi \lambda^2 Q_a n_e$ — линейная плотность мощности поглощения. Полная мгновенная мощность потерь на линейчатое излучение ионов, P_r , определяется интегралом:

$$P_r(t) = \pi \lambda^2 \int_0^\infty \sum_{j=0}^{j_{max}} \eta_j A_j E_{ej} \bar{n}_j dz. \quad (13)$$

Для получения мощности излучения в целевом ЭУФ-диапазоне, P_{EUV} , необходимо взять аналогичный интеграл, но суммируя в (6) только те линии, длина которых лежит в диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$.

Система балансных уравнений (5) и уравнений Максвелла (10) решается численно. При решении уравнений (5) шаг по времени выбирается меньшим характерных времен всех элементарных процессов; в приведенных ниже расчетах он составляет 0.02 пс. Пространственный шаг сетки фиксирован и равен 1 мкм, что соответствует 20 узлам на длину волны электромагнитного поля $\lambda = 20 \text{ мкм}$. На каждом шаге по времени профиль энергосвечения $Q_a(t, z)$ определяется путем решения стационарных уравнений Максвелла (10) с текущей диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(t, z)$, полученной на предыдущем шаге по времени. Для решения уравнений Максвелла

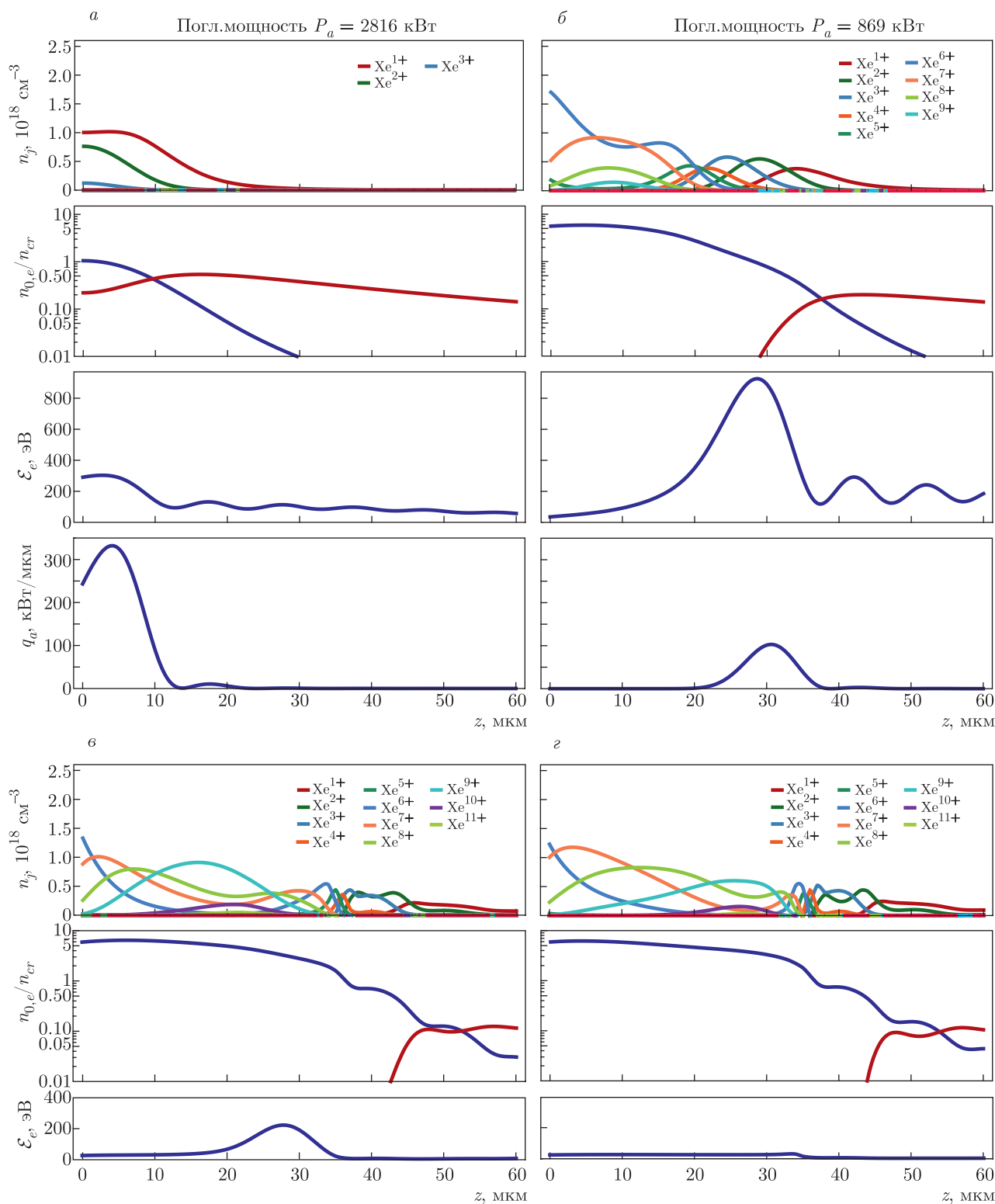


Рис. 3. (В цвете онлайн) Пространственные распределения параметров плазмы в моменты времени 7.25 пс (*а*), 20 пс (*б*), 40 пс (*в*) и 80 пс (*г*). Для каждой группы сверху вниз: концентрации ионов; концентрации электронов (синяя кривая) и нейтральных атомов (красная кривая), отнесенные к критической концентрации электронов; средняя энергия электронов; плотность поглощаемой мощности излучения для *а* и *б*. Параметры моделирования: концентрация нейтрального газа у сопла $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, длина волны излучения ЛСЭ 20 мкм, мгновенная мощность излучения 10 МВт, длительность импульса 20 пс

используется метод с адаптивным пространственным шагом, обеспечивающий относительную точность решения не менее 0.001%; при этом диэлектрическая проницаемость задается интерполяционной функцией с узлами на пространственной сетке с фиксированным шагом. В расчетах использовалась величина $j_{max} = 15$, т. е. нам было достаточно учитывать первые 15 ионов ксенона; вклад ионов с более высокой кратностью ионизации в баланс энергии был пренебрежимо мал.

Перейдем к обсуждению результатов моделирования для базовых параметров ЛСЭ, заданных в последней строке табл. 1. На рис. 3 приведены распределения ключевых характеристик плазмы вдоль z в разные моменты времени. Развитие разряда в каждой пространственной точке следует сценарию, описанному в разд. 2. Вследствие этого в определенный момент времени $t \approx 7-8$ пс в разряде появляется область закритической плазмы, которая начинает отражать падающее на нее излучение и остывать. Характерное распределение характеристик плазмы в пространстве в этот момент времени изображено на рис. 3а. Далее область закритической плазмы продолжает расширяться и к концу импульса занимает пространство от $z = 0$ (газовое сопло) до $z \approx 30$ мкм. Характерное распределение характеристик плазмы в конце импульса изображено на рис. 3б. Излучение ионов с $Z < 6$ существенно запирается в объеме разряда, поэтому до появления ионов Xe^{6+} энергия электронов в основном тратится на ионизацию. Далее к потерям на ионизацию добавляются потери на излучение. К концу импульса их мощность достигает примерно 50 кВт, из которых 1 кВт — это излучение в диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$. После завершения импульса ТГц-излучения в электронах плазмы запасена еще значительная энергия, которой хватает на то, чтобы обеспечить заметное количество ионов Xe^{10+} . Это повышает долю целевого ЭУФ-излучения, которая через 20 пс после окончания импульса составляет уже около 10% всего излучения, при этом мгновенная мощность излучения достигает 25 кВт. Характерное распределение характеристик плазмы в этот момент времени изображено на рис. 3в. Через 60 пс после окончания импульса большая часть энергии электронов оказывается потраченной. Остывшая плазма перестает эффективно излучать на длине волны $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$. Характерное распределение характеристик плазмы изображено на рис. 3г.

На рис. 4 приведены интегральные энергетические характеристики разряда (мощность поглощения излучения ЛСЭ и мощность спонтанного излучения

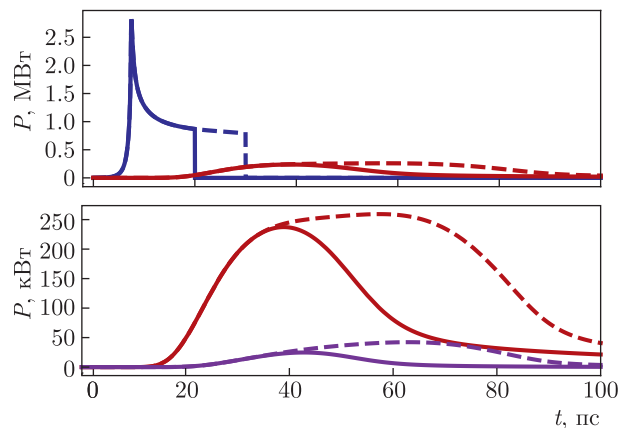


Рис. 4. (В цвете онлайн) Мгновенная мощность поглощения излучения ЛСЭ (синие линии), мощность линейчатого излучения плазмы во всем диапазоне (красные линии) и в целевом ЭУФ-диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$ (фиолетовые линии). Верхний и нижний графики отличаются только масштабом вертикальной оси. Сплошные линии соответствуют длительности ТГц-импульса 20 пс, штриховые — 30 пс. Остальные параметры моделирования те же, что и для рис. 3

плазмы во всем диапазоне и в целевом ЭУФ-диапазоне) в зависимости от времени. Если проинтегрировать мощность излучения по времени, получим, что импульс излучения ЛСЭ ($\lambda = 20$ мкм, $t_p = 20$ пс, $P_0 = 10$ МВт) приводит к генерации 0.7 мкДж ЭУФ-излучения в целевом диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$ в телесный угол 4π . При частоте следования импульсов в 50 МГц, что соответствует средней мощности излучения ЛСЭ 10 кВт, средняя мощность ЭУФ-излучения в диапазоне $11.2 \text{ нм} \pm 1\%$ составит 35 Вт, а КПД генерации ЭУФ-излучения — 0.35%. При этом мощность УФ-излучения плазмы во всем диапазоне не меньше 350 Вт.

В заключение приведем расчет, подтверждающий сделанное выше утверждение, что новосибирский ЛСЭ в том варианте (NovoFEL-1), в котором он сейчас доступен в центре коллективного пользования (ЦКП), не подходит для демонстрации ксенонового разряда, излучающего в целевом ЭУФ-диапазоне. На рис. 5 изображено распределение характеристик плазмы, устанавливающееся к концу типичного импульса NovoFEL-1. Начальная концентрация нейтрального газа в окрестности газового сопла, $n_0(0,0) = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, выбрана такой, чтобы за время импульса успевала развиваться электронная лавина. Тем не менее энергии, запасенной в электронах, не хватает для полной ионизации нейтральных

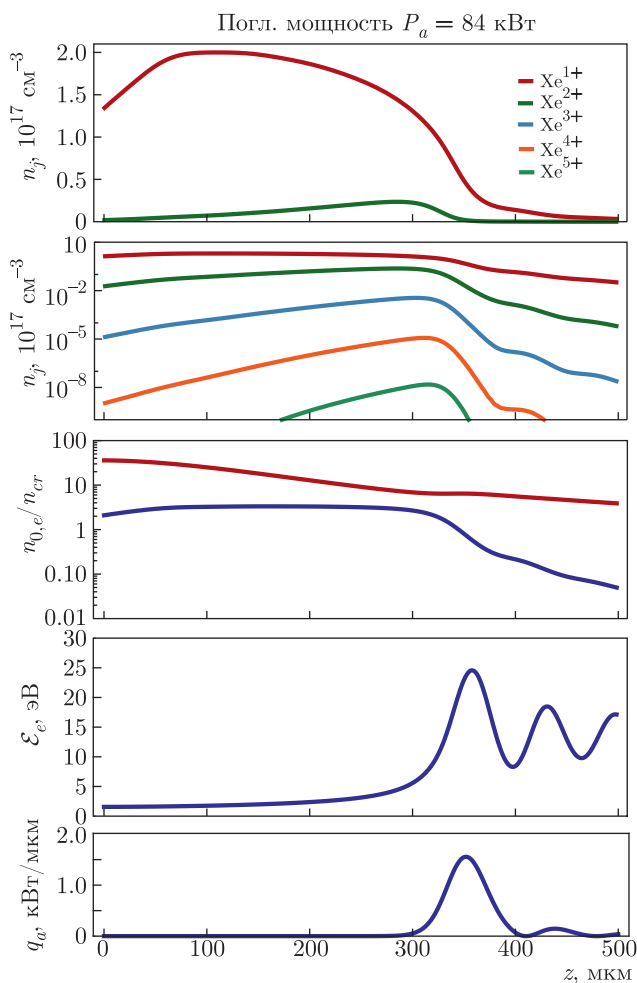


Рис. 5. (В цвете онлайн) Пространственные распределения параметров плазмы в момент времени 75 пс. Сверху вниз: концентрации ионов; концентрации ионов в логарифмическом масштабе; концентрация электронов (синяя кривая) и нейтральных атомов (красная кривая), отнесенные к критической концентрации электронов; средняя энергия электронов; плотность поглощаемой мощности излучения. Параметры моделирования: концентрация нейтрального газа у сопла $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, длина волны излучения ЛСЭ 130 мкм, мгновенная мощность излучения 0.7 МВт, длительность импульса 75 пс

атомов, остающихся в области закритической плазмы. Соответственно, концентрация многозарядных ионов с $Z > 2$ ничтожно мала, поэтому излучение в целевом ЭУФ-диапазоне практически отсутствует. Остальное ЭУФ-излучение разряда к концу импульса устанавливается на уровне 0.7 кВт мгновенной мощности. В основном это линии, длина волны которых лежит в районе 50–80 нм. Средняя мощность излучения плазмы во всем ЭУФ-диапазоне может быть оценена примерно в 10 Вт при частоте следо-

вания импульсов ЛСЭ 5.6 МГц. Заметим, что характерные времена излучения линий ионов с малыми Z сравнимы с временами разлета плазмы, что нарушает приближения, сделанные в нашей модели. Это может повлиять на оценку средней мощности ЭУФ-излучения, но не меняет вывода об отсутствии ЭУФ-излучения в целевом диапазоне.

4. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для обеспечения генерации ЭУФ-излучения в плазме ксенона подходят ЛСЭ с длиной волны излучения $\lambda \sim 20 \text{ мкм}$, мгновенной мощностью $P_0 \sim 1\text{--}10 \text{ МВт}$ и длительностью импульса не менее 20 пс. Основное преимущество ТГц-диапазона по сравнению с ИК-диапазоном, покрываемым оптическими лазерами, — возможность более простого согласования излучения с плазменным образованием, приводящая к эффективному вкладу мощности излучения в неравновесные электроны. При этом формируется плазма, оптимальная с точки зрения выхода ЭУФ-излучения.

Минусом рассмотренной схемы является малая длина импульса ТГц-излучения, характерная для современных ЛСЭ. В этой связи рационально попытаться упростить развитие электронной лавины на начальной стадии разряда, обеспечив как можно более эффективную предионизацию до импульса ЛСЭ. Это позволит увеличить интервал времени, в течение которого короткий импульс излучения ЛСЭ взаимодействует с плазмой многозарядных ионов. Для оценки эффекта на рис. 4 штриховыми линиями приведен расчет, соответствующий увеличению длительности ТГц-импульса с 20 до 30 пс. Увеличение длительности импульса в полтора раза приведет к увеличению суммарной энергии ЭУФ-излучения в три раза. Такая высокая эффективность связана с тем, что в течение дополнительных 10 пс излучение взаимодействует с плазмой, в которой много ионов с высоким зарядом (вплоть до Xe^{6+}). Предионизация плазмы из газового состояния может осуществляться, например, лазером оптического диапазона.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-32-90019). Один из авторов (И. С. А.) благодарит за персональную поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 18-1-5-12-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Bakshi, *EUV Lithography*, SPIE Press, Bellingham, Washington (2018).
2. I. S. Abramov, E. D. Gospodchikov, and A. G. Shalashov, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 034065 (2018).
3. C. Wagner and N. Harned, *Nature Photonics* **4**, 24 (2010).
4. N. I. Chkhalo and N. N. Salashchenko, *AIP Advances* **3**, 082130 (2013).
5. S. S. Churilov, Y. N. Joshi, J. Reader, and R. R. Kildiyarova, *Phys. Scripta* **70**, 126 (2004).
6. J. White, P. Hayden, P. Dunne et al., *J. Appl. Phys.* **98**, 113301 (2005).
7. D. C. Brandt, I. Fomenkov, and J. Stewart, *Proc. SPIE* 11323, *EUV Lithography XI*, 113230W (2020).
8. H. Mizoguchi, H. Nakarai, T. Abe et al., *Proc. SPIE* 11323, *EUV Lithography XI*, 113230X (2020).
9. N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin et al., *AIP Advances* **8**, 105003 (2018).
10. S. G. Kalmykov, P. S. Butorin, and M. E. Sasin, *J. Appl. Phys.* **126**, 103301 (2019).
11. Y. Izawa, K. Nishihara, H. Tanuma et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 042047 (2008).
12. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
13. A. G. Shalashov, A. V. Vodoryanov, I. S. Abramov et al., *Appl. Phys. Lett.* **113**, 153502 (2018).
14. M. Thumm, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41**, 1 (2020).
15. M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, and G. Yu. Golubiatnikov, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 015101 (2008).
16. V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, and V. N. Manuilov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 245101 (2009).
17. А. Г. Шалашов, И. С. Абрамов, С. В. Голубев, Е. Д. Господчиков, *ЖЭТФ* **150**, 254 (2016).
18. И. С. Абрамов, Е. Д. Господчиков, А. Г. Шалашов, *Изв. вузов, Радиофизика* **58**, 1022 (2015).
19. A. G. Shalashov, S. V. Golubev, I. S. Abramov, and E. D. Gospodchikov, *AIP Conf. Proc.* **1771**, 070001 (2016).
20. I. S. Abramov, E. D. Gospodchikov, and A. G. Shalashov, *Phys. Plasmas* **24**, 073511 (2017).
21. M. Y. Glyavin, S. V. Golubev, I. V. Izotov et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 174101 (2014).
22. *Table of Parameters for IRTHz FELs Worldwide*, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Official Website (2020), https://www.hzdr.de/FEL_table
23. Н. А. Винокуров, О. А. Шевченко, *УФН* **188**, 493 (2018).
24. Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, Наука, Москва (1974).
25. *Физическая энциклопедия*, т. 2, под ред. А. М. Прохорова, Советская энциклопедия, Москва (1990), с. 552.
26. V. M. Povyshev, A. A. Sadovoy, V. P. Shevelko et al., *JINR Comm.* E9-2001-148 (2001).
27. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Физматлит, Москва (1960).
28. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, Долгопрудный (2009).
29. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматгиз, Москва (1963).
30. G. N. Kulipanov, E. G. Bagryanskaya, E. N. Chesnokov et al., *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5**, 798 (2015).
31. О. А. Шевченко, В. С. Арбузов, Н. А. Винокуров и др., *Изв. вузов, Радиофизика* **59**, 671 (2016).
32. J. D. Huba, *NRL: Plasma Formulary No. NRL/PU/6790-04-477* (2004).
33. R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Univ. of California Press (1981).
34. H. Van Regemorter, *Astrphys. J.* **136**, 906 (1962).
35. D. H. Sampson and H. L. Zhang, *Phys. Rev. A* **45**, 1556 (1992).
36. D. F. Register, L. Vuskovic, and S. Trajmar, *J. Phys. B* **19**, 1685 (1986).
37. T. Koizumi, E. Shirakawa, and I. Ogawa, *J. Phys. B* **19**, 2331 (1986).
38. J. P. Apruzese, *J. Quantitative Spectrosc. Rad. Transfer* **34**, 447 (1985).