

01;04;07

©1994 г.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ ЭКСИМЕРНЫХ СРЕД ТОРМОЗНЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. А. Бурцев, Ю. Л. Ермолаев, Н. В. Калинин, Н. И. Казаченко, И. Б. Петров

Установлены связи параметров электронных пучков, создающих тормозное рентгеновское излучение, с распределением и уровнем концентрации электрон-ионных пар при ионизации эксимерных сред. Определены требования к электронной пушке, позволяющей получать электронные пучки, необходимые для создания уровня ионизации этих сред, достаточного для зажигания в них однородного объемного разряда. Проанализирована зависимость эффективности использования электронных пучков с этой целью от ускоряющего напряжения на электронной пушке, характеристик выводного устройства, параметров и физических свойств среды. В приближении геометрической оптики найдены распределения геометрической оптики найдены распределения плотности мощности поглощаемого в среде рентгеновского излучения и исследована однородность рентгеновской ионизации в зависимости от размеров выводной диафрагмы и ускоряющего напряжения

Введение

В настоящее время в связи с проведением ряда перспективных научных исследований и разработками новейших технологий существует необходимость в создании высокоэффективных и надежных в работе импульсно-периодических эксимерных лазеров (ИПЭЛ). Расширяется область применения ИПЭЛ в качестве лабораторных источников излучения УФ спектрального диапазона для накачки лазеров на краислучелях, инициирования цепных реакций, проведения одно- и многофотонной диссоциации молекул и др. Возрастает интерес и к применению ИПЭЛ в микроэлектронике в связи с открывающимися возможностями решения с помощью УФ лазерного излучения целого круга задач по легированию поверхностных слоев, травлению и нанесению структур на поверхности, осаждению металлических и оксидных пленок и др. [1,2].

Достигнутый на сегодняшний день уровень разработок ИПЭЛ характеризуется созданными электроразрядными системами с частотой повторения импульсов $f \geq 1$ кГц и средней мощностью $P \geq 100$ Вт [2-12]. Так, создан ХеСl лазер с выходной мощностью $P \cong 750$ Вт

при энергии в импульсе $W \cong 1.5$ Дж и частоте повторения импульсов $f \cong 500$ Гц; режим с более высокой частотой повторения $f \cong 1$ кГц, но при меньшей энергии в импульсе $W = 140$ Дж осуществлен в ХеСл лазере с рентгеновской ионизацией активной среды и двойной формирующей линией с магнитными ключами; в режимах с частотой повторения импульсов $f \cong 200$ Гц получена энергия в импульсе $W \cong 10$ Дж [3].

Для создания начальной концентрации электронов в газоразрядном объеме, необходимой для зажигания разряда, в таких системах используют источники жестких квантов. По сравнению с источниками УФ излучения, применяющимися для предварительной ионизации активных сред газовых лазеров, рентгеновские источники имеют ряд преимуществ и представляются весьма перспективными для широкоапертурных систем при высоких требованиях к однородности выходного лазерного излучения [7-12].

В электроразрядных ИПЭЛ с рентгеновской предыонизацией эффективность системы в целом в значительной степени определяется эффективностью работы ионизационного устройства, представляющего собой электронную пушку, конструктивно объединенную с узлом преобразования энергии электронного пучка в поток рентгеновских квантов при торможении быстрых электронов на фольгах из вещества с высоким атомным номером.

В настоящей работе установлены связи параметров электронных пучков и эффективности их использования (для получения тормозного рентгеновского излучения) с величиной и пространственным распределением скорости образования электрон-ионных пар в эксимерных средах. В результате анализа этих связей сформулированы требования к электронной пушке, предназначенной для создания в активных средах эксимерных лазеров уровня предыонизации, достаточного для зажигания однородного разряда.

Пространственно однородное зажигание разряда

Известно, что для зажигания объемного импульсного самостоятельного разряда при повышенном давлении газа (параметр $p \cdot L > 10^1$ Тор·см, где p — давление, L — характерный размер разрядного промежутка) необходимо создать достаточно высокую плотность начальных электронов в газоразрядном объеме. Поэтому важное практическое значение имеет вопрос о минимальной плотности электронов предыонизации, необходимой для формирования объемного разряда. В результате проведенного в [2,13-17] анализа сформировались общие представления о механизме зажигания пространственно однородного объемного разряда в газах при повышенных давлениях.

При минимально необходимом количестве начальных электронов происходит независимое развитие порождаемых ими лавин. В окрестности отдельной лавины усиливается искажение внешнего электрического поля полем пространственного заряда, возникающего в ходе ионизационного нарастания концентрации заряженных частиц в лавине. После того как лавина пройдет вдоль поля определенное расстояние R_c и относительное искажение поля достигнет значения порядка единицы, ее развитие станет носить так называемый стримерный характер;

при котором лавина будет распространяться в виде канала. В рамках этих представлений естественно предположить, что зажигание объемного разряда при пробое возможно только в результате взаимного перекрытия отдельных лавин. При этом искажающее влияние объемного заряда на однородность формирования разряда может быть значительно уменьшено, если отдельные лавины, расширяясь вследствие диффузии электронов в плоскости, поперечной электрическому полю, успевают перекрыться еще до того, как пройдут расстояние R_c . Это соображение приводит к ограничению сверху на среднее расстояние между первичными электронами в разрядном объеме и, следовательно, на уровень предьонизации.

Еще одно условие зажигания разряда в газе при высоком давлении касается воспроизводства первичных электронов в области разряда, покидаемой ими при дрейфовом движении к аноду.

Минимальная концентрация первичных электронов, при которой начальная стадия стримерного пробоя будет пространственно однородной, определяется системой уравнений [13]

$$N_{c0} = (2 \cdot R_{cr})^{-3},$$

$$R_{cr} = [8/3 \cdot \langle \epsilon \rangle / (\alpha \cdot e \cdot E) \ln(E \cdot R_{cr}^2 / e)], \quad (1)$$

где $\langle \epsilon \rangle$ — средняя энергия, приобретаемая электронами в электрическом поле E ; R_{cr} — характерный размер головки стримера;

$\alpha = (2/m)^{1/2} (N/v_e) \int_I^\infty f(\epsilon) \cdot \sigma_i(\epsilon) \cdot \epsilon d\epsilon$ — первый ионизационный коэффициент; $f(\epsilon)$ и v_e — функция распределения по энергиям (ФРЭЭ) и дрейфовая скорость электронов; $\sigma_i(\epsilon)$ и I — сечение и потенциал ионизации нейтральных частиц электронами.

Рассмотрим детально второе условие однородного зажигания разряда для случая, когда первичные электроны создаются во всем газоразрядном объеме в процессе фотоионизации с помощью внешнего источника жестких квантов. Баланс электронов в электроразрядной плазме описывается уравнением

$$dN_c/dt = Q_+ - Q_-, \quad (2)$$

где Q_+ , Q_- — скорости образования и гибели электронов.

На предпробойной стадии $dN_c/dt \cong 0$, поэтому $Q_+ \cong Q_- = Q$. В рассматриваемом случае $Q_+ = Q_i$ — плотность электронов, создаваемых источником ионизации в единицу времени. В эксимерных средах Q_- определяется прилипанием электронов к молекулам газов галогенов

$$Q_i = k_a N_{c0} N, \quad (3)$$

где N , N_{c0} — концентрация галогена и начальная концентрация электронов; k_a — константа скорости прилипания, определяемая выражением

$$k_a = (2/m)^{1/2} \int_0^\infty f(\epsilon) \cdot \sigma_a(\epsilon) \cdot \epsilon \cdot d\epsilon.$$

В проведенных расчетах коэффициентов ионизации и прилипания ФРЭЭ определялась с учетом упругих, неупругих, сверхупругих и электрон-электронных столкновений. Необходимые данные о потенциалах ионизации и сечениях элементарных процессов в эксимерных средах брались из [18–25].

В качестве примера рассмотрим две характерные для KтF и ХеСl лазеров смеси: F₂:Kт:He = 1:25:500 и HCl: Хе: He = 1:10:500 при p = 2 атм. Расчеты показывают, что в рассмотренных условиях величина N_{с0} для обеих смесей отличается незначительно (N_{с0} ≅ 10⁷ см⁻³, что согласуется с известными по публикациям оценками); в то же время необходимая скорость образования электрон-ионных пар и, следовательно, требуемая для ионизации мощность тормозного излучения для KтF смеси должна быть больше, чем для ХеСl смеси практически на порядок из-за того, что константа скорости прилипания для F₂ больше, чем для HCl: Q_{KтF} ≅ 8 · 10¹⁴ и Q_{ХеСl} ≅ 10¹⁴ (см·с)⁻¹.

Распределение удельной мощности поглощенного излучения и эффективность использования пучка электронов

Для случаев, в которых характерный масштаб расстояния между электродами Y₀ ≅ 1–5 см, проведем анализ возможности осуществления эффективной и достаточной однородной ионизации газа сравнительно “мягкими” рентгеновскими квантами, возникающими при торможении электронов с энергией порядка нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

Наиболее эффективно тормозное излучение образуется в мишенях с большим атомным номером Z. Движение низкоэнергетических электронов в тяжелой мишени быстро приобретает изотропный характер, угловое распределение тормозного излучения относительно направления движения электрона в этом случае имеет большую полуширину. Учитывая оба эти фактора, с хорошей точностью можно считать, что угловое распределение тормозного излучения на выходе из мишени изотропно. Путем диафрагмирования можно “вырезать” часть излучения в нужном направлении (рис. 1).

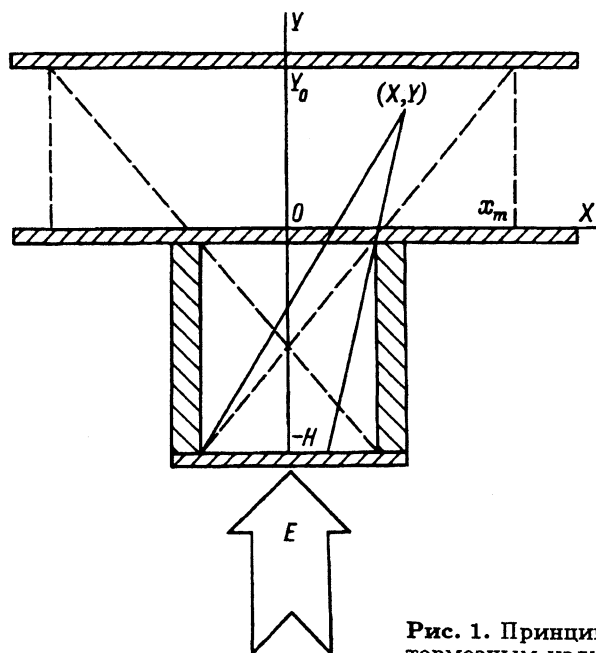


Рис. 1. Принципиальная схема ионизации газа тормозным излучением.

Проходя через вещество мишени, разделительные фольги и газовую кювету, поток рентгеновского излучения ослабевает вследствие рассеяния и поглощения, причем "мягкие" рентгеновские кванты поглощаются эффективнее, чем рассеиваются. Это тем более справедливо, чем больше атомный номер вещества, в котором распространяется излучение. Поэтому рассеянием рентгеновского излучения можно пренебречь. В силу изложенного выше рассмотрим прохождение тормозного излучения через совокупность однородных слоев поглотителей в одномерном приближении.

Спектральная плотность мощности излучения, поглощаемая в единице объема ионизируемого газа на расстоянии y от последнего m -го разделителя, имеет вид [14]

$$dJ/d\lambda \cong kZjU^2 \lambda_0 \mu_0(\lambda) \exp \left\{ - \sum_1^m \mu_i(\lambda) h_i - \mu_0(\lambda) y \right\} (\lambda - \lambda_0) / \lambda^3, \quad (4)$$

где $k = 10^{-3} \text{ кВ}^{-1}$ коэффициент пропорциональности; j — плотность тока; $\lambda_0 = hc/\varepsilon_e$ — минимальная длина волны в спектре; $\varepsilon_e = eU$ — энергия электронов пучка, тормозящихся на мишени, материал которой имеет атомный номер Z ; $\mu_0(\lambda)$ — коэффициент поглощения в ионизируемом газе; для характеристики i -го поглотителя использованы обозначения: h_i — толщина, ρ_i — плотность, Z_i и A_i — эффективные значения атомного номера и массового числа соответственно, при этом коэффициент поглощения определяется выражением

$$\mu_i(\lambda) = 0.016 \cdot (\rho_i Z_i^1 / A_i) \lambda^3, \quad i = 0, 1, 2, \dots, m. \quad (5)$$

Мощность излучения, поглощенного в единице объема ионизируемого газа на расстоянии Y от разделительной фольги, определяется выражениями

$$P(y) = kZjU^2 \int_{\lambda_0}^{\infty} \Phi(\lambda, \lambda_0, h_i, y) d\lambda,$$

$$\Phi(\lambda, \lambda_0, h_i, y) = \lambda_0 \cdot \mu_0(\lambda) \cdot [(\lambda - \lambda_0) / \lambda^3] \cdot \exp\{-C(\lambda, y, h_i)\}, \quad (6)$$

где $C(\lambda, y, h_i) = \sum_1^m \mu_i(\lambda) h_i + \mu_0(\lambda) \cdot y$.

После преобразования в (6) получим для суммарной по спектру плотности мощности тормозного излучения, поглощенного в газе, выражение

$$P(y) = \left(\alpha / C_0^{1/3} \cdot \int_{C_0^{1/3}}^{\infty} (x / C_0^{1/3} - 1) \exp(-x^3) dx, \right) \quad (7)$$

где $\alpha = 16 \cdot 10^{-6} (hc/e)^3 (Z_0^1 \rho_0 / A_0) Z(j/U)$, $C_0 = C$ при $\lambda = \lambda_0$ ($C_0 = 1$ определяет глубину проникновения тормозного излучения y_0 , на которой самая жесткая компонента излучения ослабевает в e раз).

Выражение (6) можно преобразовать к виду

$$P(y) = 1/3 \cdot (\alpha / C_0^{2/3}) F(C_0), \quad (8)$$

где $F(C_0) = \left[\Gamma(2/3) - \gamma\left(2/3, C_0^{1/3}\right) \right] - C_0^{1/3} \left[\Gamma(1/3) - \gamma\left(1/3, C_0^{1/3}\right) \right]$,
 $\Gamma(z)$ — гамма-функция Эйлера,

$$\gamma(a, y) = \int_0^y z^{a-1} e^{-z} dz$$

— неполная гамма-функция Эйлера.

Дальнейшие вычисления проведем, используя известные представления $\Gamma(y)$ и $\gamma(a, y)$ в виде рядов.

Случай $C_0 \geq 1$, соответствующий слишком мягким рентгеновским квантам, мало интересен с практической точки зрения. В случае $C < 1$, представляющем большой практический интерес, после соответствующих вычислений в (8) получим

$$P \cong \alpha \left\{ 0.45 C_0^{-2/3} - 0.90 C_0^{-1/3} + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n C_0^n / [n!(3n+1)(3n+2)] \right\}. \quad (9)$$

Определим характерное напряжение U_c так, что при $U = U_c$ имеем $C_0 = 1$, т.е.

$$U_0(y) = (0.016)^{1/3} (h \cdot c / e) \left(\sum_i^m \rho_i Z_i^1 h_i / A_i + \rho_0 Z_0^1 y / A_0 \right)^{1/3} \quad (10)$$

является обобщенной характеристикой устройства ионизации, показывающей, что тормозное излучение с длиной волны $\lambda_0 = hc/eU_0$ на глубине y ослабевает в e раз, $C_0^{1/3} = (U/U_c)^{-1}$. Таким образом,

$$P(y) = \alpha \left\{ 0.45 (U/U_c)^2 - 0.90 (U/U_c)^1 + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (U/U_c)^{-3n} / [n!(3n+1)(3n+2)] \right\}. \quad (11)$$

Определим эффективность использования электронного пучка как долю мощности пучка, поглощенную в виде тормозного излучения в единице объема ионизируемого газа при ускоряющем напряжении U ,

$$\eta_u = P / jU.$$

Следует отметить, что с ростом U эффективность использования электронного пучка для создания тормозного рентгеновского излучения η_u не растет неограниченно, а стремится к предельному значению η_{∞} , определяемому двумя конкурирующими факторами. С одной стороны, при увеличении ускоряющего напряжения U растет интенсивность получаемого рентгеновского излучения, но в то же время уменьшается его поглощение в газе. Поэтому представляет практический интерес

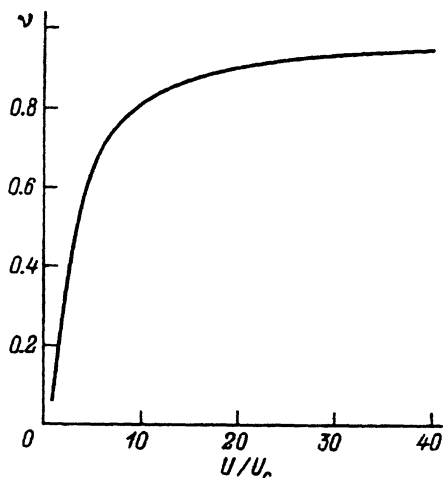


Рис. 2. Эффективность использования электрической мощности пучка электронов для ионизации газа.

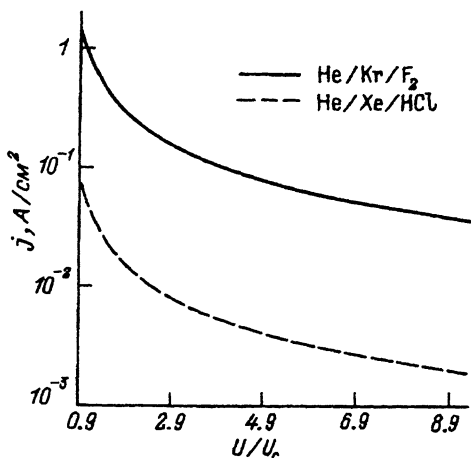


Рис. 3. Параметры электронных пучков (j и U), необходимые для ионизации эксимерных сред и зажигания в них однородного объемного разряда.

анализ достаточно универсальной характеристики эффективности использования электронного пучка для получения рентгеновского излучения $\gamma = \eta_u / \eta_{\infty}$. Несложно показать, что

$$\gamma \cong \left\{ 1 - 2/(U/U_c) + (1/0.45) \sum_n^{\infty} (-1)^n (U/U_c)^{(3n+2)} / [n!(3n+1)(3n+2)] \right\}. \quad (12)$$

График зависимости $\gamma(U/U_c)$ приведен на рис. 2. Эффективность использования электронного пучка γ монотонно увеличивается при повышении ускоряющего напряжения на электронной пушке U . На начальном этапе она растет достаточно быстро, достигая при $U/U_c \cong 9$ примерно 70–80%, далее (т.е. при $U/U_c > 10$) ее рост замедляется.

Скорость образования заряженных частиц под действием рентгеновских квантов определяется выражением

$$Q = P/(eW_e), \quad (13)$$

где W_e — средняя энергия образования одной электрон-ионной пары, e — заряд электрона.

Положив в выражении (12) P и Q , определяемые согласно (3) и (10) соответственно, получим условие, связывающее ток j и напряжение на электронной пушке U , необходимые для создания уровня ионизации газа, требуемого зажигания однородного разряда.

Из (13) и (3) следует, что минимальное напряжение на электронной пушке, при котором еще можно получить требуемый уровень ионизации газа, $U_{\min} \cong 0.9U_c$, определяется параметрами выводного устройства, высотой газовой кюветы, физическими свойствами и параметрами состояния ионизируемого газа. U_{\min} — это то минимальное напряжение на электронной пушке, при котором тормозное излучение еще способно ионизовать газ у дальней стенки газовой кюветы (т.е. при

$y = y_0$). При напряжении на электронной пушке $U = U_{\min}$ плотность тока электронного пучка должна быть максимальной $j = j_{\max}$, чтобы обеспечить требуемую мощность ионизации; величина j_{\max} определяется характеристиками выводного устройства, параметрами состояния и физическими свойствами ионизируемого газа.

Результаты расчетов параметров электронной пушки (j и U), позволяющих создавать в эксимерных средах требуемую для зажигания однородного разряда скорость образования электрон-ионных пар Q , приведены на рис. 3. Характеристики мишени в рассмотренных вариантах: $z \cong 80$, $\rho_1 \cong 20 \text{ г/см}^3$, толщина мишени порядка нескольких мк выбиралась из условия малости поглощения тормозного излучения в ней самой; при этом величина C_0 практически полностью определяется толщиной разделительной фольги, которая считалась изготовленной из алюминия при $h = 0.1$ см.

Область параметров электронного пучка, обеспечивающих зажигание разряда, расположена выше соответствующих кривых $j = \Phi(U/U_c)$. Как видно, требования к мощности электронного пучка, предназначенного для предыонизации KGF смеси, оказываются более жесткими, чем для предыонизации XeCl смеси, что связано с величиной коэффициента прилипания. При $U/U_c \geq 1$ уменьшение напряжения на электронной пушке U может быть компенсировано увеличением плотности тока J , что достигается, например, уменьшением величины межэлектродного зазора в диоде.

Кривые, приведенные на рис. 2, 3, определяют для заданного выводного устройства, характеризующегося величиной U_0 , связи эффективности использования электрической мощности электронного пучка γ , напряжения на электронной пушке U и плотность тока пучка J . Они позволяют определить необходимый режим предыонизации среды. Например, по выбранному приемлемому значению эффективности использования электронного пучка γ определяется с помощью кривой $\gamma = F_\gamma(U/U_c)$ соответствующее значение напряжения на электронной пушке U (рис. 2), а затем по кривым $J = \Phi(U/U_c)$ находится требуемая плотность тока (рис. 3).

Однородность ионизации

Будем считать, что тормозное излучение образуется в плоскости $Y = -H$ (рис. 1, H — высота диафрагмы). В приближении геометрической оптики плотность мощности тормозного излучения, поглощенного в газе в точке с координатами (x', y') от плоского бесконечно длинного источника шириной a , определяется выражением

$$P_\Sigma = \int_{-a/2}^{a/2} P(r) dx / (2\pi r), \quad (14)$$

где $r = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{1/2}$;

$$P(r) \cong \alpha \left\{ 0.45u^2 - 0.90u + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n / [u^{3n} n! (3n + 1)(3n + 2)] \right\}, \quad (15)$$

если точка (x', y') находится в условиях прямой видимости из точки (x, y) и в противном случае, т.е. при $x \leq -x_m$, $x \geq x_m$, где $x_m = 1/2(a + a/Hy)$, $P(r) = 0$, x_m определяет ширину части пучка тормозного излучения, дающей вклад в величину $P_{\Sigma}(x, y)$. В выражении (15)

$$u^k = (U/U_{c0})^k \int_0^{\infty} (t^2 + 1)^{-(6+k)/6} dt,$$

а $U_{c0} = U_c$ при $y = 0$ (U_c вычисляется согласно (10)); интегральный множитель учитывает вклад в суммарное излучение со всей длины источника.

В случае достаточно сильного диафрагмирования ($\delta = a/H \ll 1$) интегрирование (14) приводит к приближенному выражению для распределения интегральной плотности мощности тормозного излучения, поглощенного в газе,

$$P_{\Sigma} \cong (0.45/2\pi)\alpha \left\{ \delta/(1+y) [\pi/1.8 - 2u/(1+\beta y)^{1/3} + u^2/(1+\beta y)^{2/3}] - \right. \\ \left. - \delta^3 [(1/2-x)^3 + (1/2+x)^3] \times \right. \\ \left. \times [\pi/10.4 - 4/9u/(1+\beta y)^{1/3} - 5/18u^2/(1+\beta y)^{2/5}] / (1+y)^3 \right\}, \quad (16)$$

где x, y выражаются соответственно в единицах ширины a и высоты H диафрагмы; $\beta = \mu_0 H / \Sigma_i \mu_i h_i$. Как показывают оценки, параметр β , характеризующий скорость ослабления энергии электронов в продольном направлении $U_y = u/(1+\beta y)$, в практически интересных случаях достаточно мал $\beta < 1$. Получение высокой однородности ионизации возможно лишь в области $y < 1$. В этом случае

$$P_{\Sigma} \cong \delta a_1 (1-y+y^2) - \delta^3 a_3 [(0.5-x)^3 + (0.5+x)^3] (1-3y+6y^2), \quad (17)$$

где $a_1 = [\pi/1.8 - 2u + u^2]$, $a_3 = [\pi/10.8 - 4/9u + 5/18u^2]$.

Определим коэффициент неоднородности ионизации следующим образом:

$$\varepsilon = (P_{\Sigma \max} - P_{\Sigma \min}) / P_{\Sigma \max} = 1 - \varepsilon_m, \quad (18)$$

где $P_{\Sigma \min}$ — минимальное значение P_{Σ} в пределах области, ограниченной по высоте размерами газовой кюветы, а по ширине — шириной пучка тормозного излучения, подаваемого на вход в кювету; P_{Σ} — максимальное значение P_{Σ} в этой же области.

Несложно показать, что в области $y < 1$ в практически интересных случаях при $a_3/a_1 < 1$ получим с точностью до членов порядка y^3

$$\varepsilon_m \cong 1 - 0.75a_3\delta^2/a_1 - (1 - 2.75a_3\delta^2/a_1)y + (1 - 5.75a_3\delta^2/a_1)y^2. \quad (19)$$

Из (19) следует, что минимальный коэффициент неоднородности ионизации $\varepsilon_{\min} = 0.75a_3\delta^2/a_1$. Отсюда вытекает требование, предъявляемое к величине параметра δ , характеризующего степень диафрагмирования: $\delta < 2(\varepsilon_{\min} a_1 / 3a_3)^{1/2}$. В предельном случае $\delta \rightarrow 0$ коэффициент неоднородности ионизации $\varepsilon = y - y^2$, таким образом, неоднородность

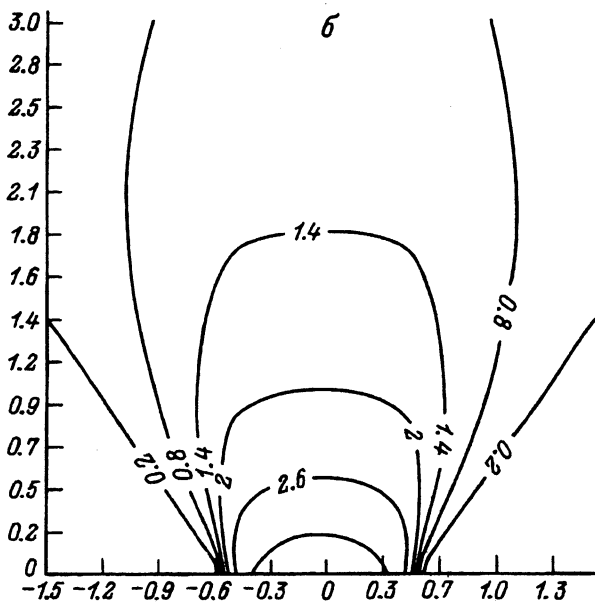
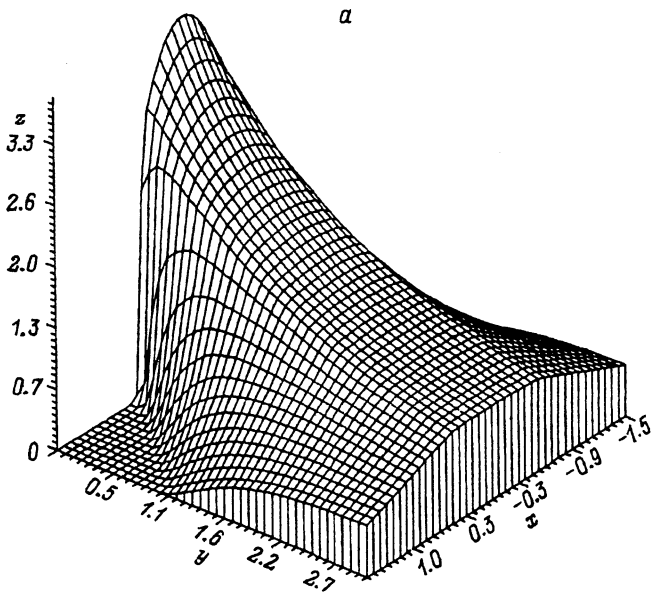


Рис. 4. Односторонняя ионизация: распределения плотности мощности тормозного излучения, поглощенного в газе (в отн. ед. P/α по оси Z), и изолинии для вариантов, отличающихся размерами диафрагмы и параметрами электронного пучка.

а, б: $u = 3$, $\beta = 0.01$, $\delta = 1$; в, г: $u = 3$, $\beta = 0.01$, $\delta = 0.1$; д, е: $u = 9$, $\beta = 0.01$, $\delta = 0.1$.

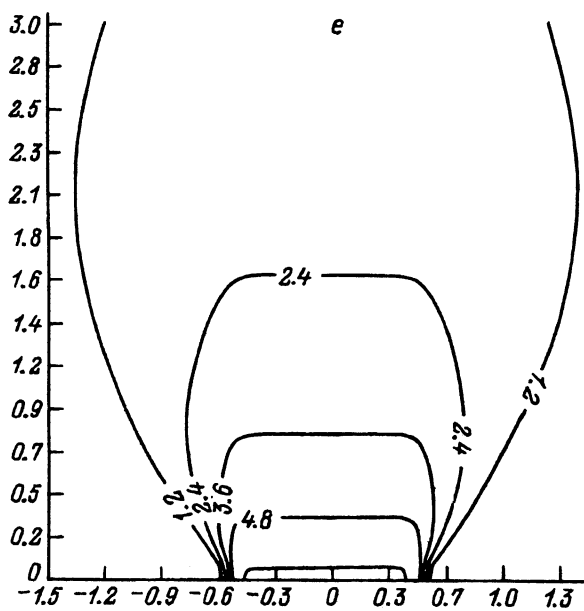
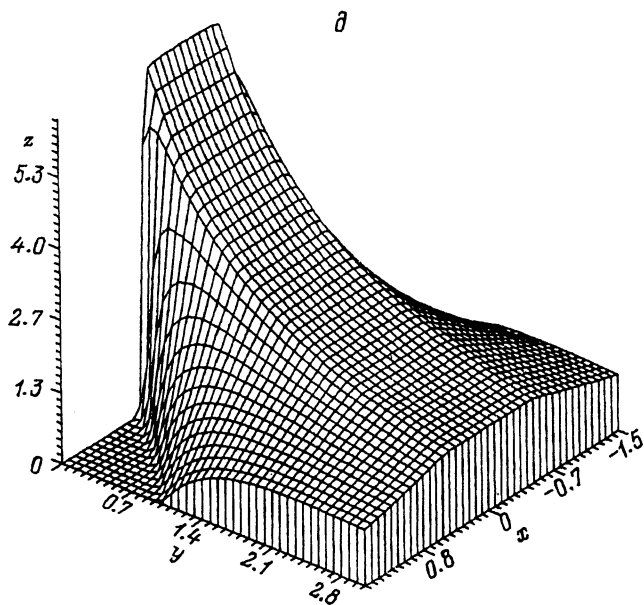


Рис. 4. (Продолжение).

$\varepsilon \cong 1\%$, допустимая, например, в задачах по предыонизации активных лазерных сред, может быть получена в области $y < 0.01$. Отсюда следует, что для достижения высокой однородности предыонизации низкоэнергетичным тормозным рентгеновским излучением требуется весьма высокая степень диафрагмирования потока излучения, т.е. высота диафрагмы H должна быть гораздо больше высоты газоразрядного промежутка Y_0 .

Проанализируем возможность использования двух встречных потоков тормозного излучения для достижения высокой однородности ионизации. В этом случае

$$F_{\Sigma} \cong \delta a_1 [2 - Y_0 + y^2 + (Y - y)^2] - \delta^3 a_3 [(0.5 - x)^3 + (0.5 + x)^3] \times \\ \times [2 - 3Y_0 + 6y^2 + 6(Y_0 - y)^2]. \quad (20)$$

Из этого выражения следует, что при $Y_0 \ll 2$

$$\varepsilon \cong 0.25 Y_0^2 + \delta^2 a_3 / a_1. \quad (21)$$

Из (21) видно, что неоднородность резко уменьшается при использовании встречных пучков. Рассмотрим в качестве примера случай $Y_0 = 0.2$ и $\delta^2 \cong 0.1$, в котором при использовании одного пучка $\varepsilon \cong 0.2$,

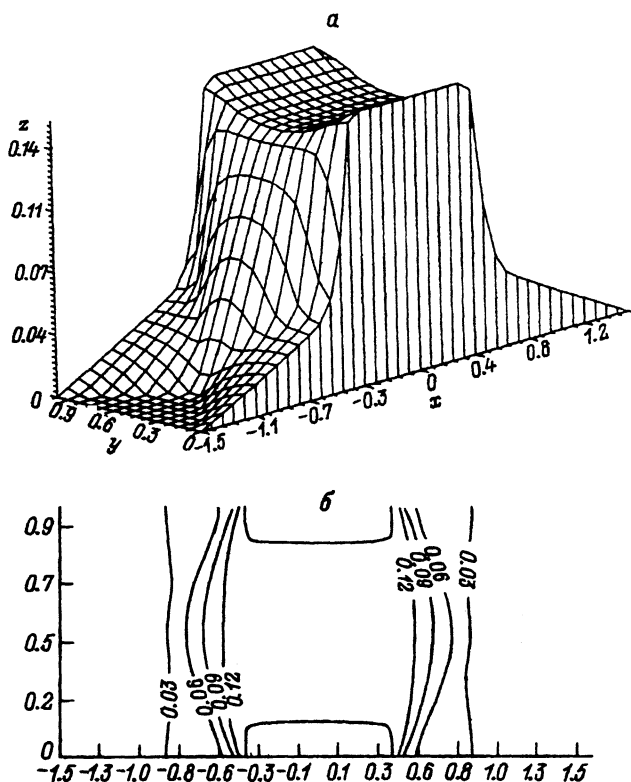


Рис. 5. Ионизация двумя встречными пучками: распределение плотности мощности (а) и изолинии (б) при $\alpha = 2$, $\beta = 0.1$, $\delta = 0.1$.

а двух $\varepsilon \cong 0.01$ во всем рассматриваемом промежутке. Таким образом, применение встречных пучков позволяет добиваться достаточно высокой однородности ионизации даже при вполне компактном диафрагмировании потока излучения.

Необходимо подчеркнуть, что проведенный выше анализ основан на предположении об изотропности тормозного рентгеновского излучения, что соответствует применению только низкоэнергетических электронных пучков. В случае применения высокоэнергетических пучков электронов тормозное рентгеновское излучение не является изотропным, в этом случае для анализа его воздействия на среду необходимо учитывать диаграмму направленности.

Результаты двумерных численных расчетов плотности мощности тормозного излучения в газе приведены на рис. 4, 5. Приведенные на этих рисунках варианты отличаются факторами, позволяющими достигать повышения однородности ионизации газа: величиной напряжения на электронной пушке U и размерами диафрагмы (a, H). Результаты расчетов показывают, что выбором размеров диафрагмы (уменьшение параметра δ) можно добиться практически однородной в поперечном направлении (по оси X) ионизации (рис. 4). Увеличение напряжения на пушке U дает возможность уменьшить спад плотности мощности тормозного рентгеновского излучения в продольном направлении (по оси Y). При прочих равных условиях применение встречных потоков излучения позволяет значительно повысить однородность ионизации (рис. 5).

Заключение

Рассмотрена рентгеновская фотоионизация активных сред KrF , $XeCl$ лазеров. Определены требования к параметрам электронных пучков, предназначенным для получения тормозного рентгеновского излучения с величиной плотности мощности, достаточной для создания уровня предьонизации рассмотренных сред с целью зажигания в них однородного объемного разряда. Показано, что наиболее жесткие требования к величине мощности электронной пушки, применяющейся для этой цели, предъявляют KrF смеси из-за большего в них коэффициента прилипания.

Установлена обобщенная зависимость эффективности использования электронных пучков при получении тормозного рентгеновского излучения для фотоионизации газовых сред от ускоряющего напряжения, характеристик выводного устройства, параметров и физических свойств ионизируемой среды. Рабочее напряжение на электронной пушке целесообразно выбирать в области $U/U_c \lesssim 8 - 10$ (напряжение U_c определяется размерами и физическими свойствами всех разделительных сред и является обобщенной характеристикой выводного устройства), когда $\gamma \propto U/U_c$, при этом максимальная эффективность использования электронного пучка $\gamma_{max} \cong 70 - 80\%$. При увеличении напряжения на электронной пушке в области $U/U_c > 10$ эффективность использования мощности электронного пучка повышается незначительно. В этом случае для того, чтобы поднять мощность ионизации, целесообразнее увеличивать плотность тока.

Проведенные численные исследования позволили установить связь размеров выводной диафрагмы и параметров электронных пучков, при

которой обеспечивается необходимая однородность ионизации. При использовании низкоэнергетичных электронных пучков, создающих изотропное тормозное излучение, для достижения высокой однородности ионизации в области с характерными размерами X_0 и Y_0 необходимо применять эффективное диафрагмирование ($a \geq X_0$, $a/H \ll 1$) при достаточно большой глубине диафрагмы ($Y_0 < H$). Применение встречных потоков излучения позволяет значительно ослабить требования к размерам диафрагмы.

Список литературы

- [1] Бокон Ю.С., Берестенко М.К., Вьюков Л.А. // Электрон. пром-сть. 1990. № 11. С. 72-77.
- [2] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
- [3] Oesterlin P., Basting D. // Phys. World. 1990. Vol. 3. N 7. P. 43-46.
- [4] Muller-Horsche E., Oesterlin P., Basting D. // Laser and Optron. 1990. Vol. 9. N 3. P. 39-40, 42-44.
- [5] Sentis M.L., Delaporte P., Forestier B.M., Fontaine B.L. // IEEE J. Quant. Electron. 1991. Vol. 27. N 10. P. 2332-2339.
- [6] Takagi S., Okamoto N., Sato S., Goto T. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 11. P. 527-529.
- [7] Sentis M.L., Delaporte P., Forestier B.M., Fontaine B.L. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 5. P. 1925-1930.
- [8] Tallman C.R., Bigio I.J. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. N 2. P. 149-151.
- [9] Midorikawa K., Obara M., Fujioka T. // IEEE J. Quant. Electron. 1984. Vol. QE-20. N 3. P. 198-205.
- [10] Mizoguchi H., Endoh A., Jethwa J. et al. // Appl. Phys. B. 1991. Vol. 51. N 3. P. 195-199.
- [11] Tucker J.E., Wexler B.L. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. Vol. 26. N 9. P. 1647-1652.
- [12] Racz B., Steyer M., Mizoguchi H. // Opt. Commun. 1991. Vol. 80. N 5,6. P. 353-358.
- [13] Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.
- [14] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 223 с.
- [15] Карношин В.Н., Солоухин Р.И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат. 1981.
- [16] Гадиях Г.В., Пономаренко А.Г., Трапков И.В. и др. Препринт ИТПМ. № 27. Новосибирск, 1983.
- [17] Palmer R.J. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 3. P. 138-140.
- [18] Christophorou L.G., Compton R.N., Dikson H.W. // J. Chem. Phys. 1968. Vol. 48. N 5.
- [19] William L. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. Vol. QE-14. N 10.
- [20] Rapp D., Englander-Golden P. // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1464-1479.
- [21] Kieffer L.J. A Compilation of Electron Collision Cross Section Data for Modeling gas discharge. University of Colorado Boulder, Colorado, 1979.
- [22] Maeda M., Takahashi A., Mizunami T., Miyazoe Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1982. Vol. 21. N 8. P. 1161-1169.
- [23] Kannari F., Kimura W.D., Ewing J.J. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 68. N 6. P. 2615-2631.
- [24] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [25] Лакоба И.С., Сыцко Ю.И., Якубуева Е.Д. Кинетика низкотемпературной плазмы и газовые лазеры. Тр. Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР. 1984. Т. 145. С. 131-159.

Научно-исследовательский институт
электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
24 февраля 1993 г.
В окончательной редакции
16 сентября 1993 г.