

УДК 535.53

ОПТИМАЛЬНЫЙ СОСТАВ Ar-He СМЕСИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ НАРАБОТКИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ АРГОНА В НАНОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ

М. В. Загидуллин, П. А. Михеев, Р. А. Курамшин, А. Д. Дворников

В рамках 0-мерной кинетической модели рассчитывается оптимальный состав Ar-He смеси атмосферного давления в наносекундном импульсно-периодическом разряде (НИПР) для генерации средней за период концентрации $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ возбужденных атомов аргона Ar^ . Найдено оптимальное содержание аргона, при котором требуется минимальная амплитуда приведённого электрического поля E/N в зависимости от параметров работы НИПР. В частности, оптимальное содержание аргона при температуре плазмы 300 К составляет $\sim 0.3\%$, а при 700 К – около 1%. Оптимальное содержание аргона практически не зависит от длительности и формы импульса, межэлектродного расстояния, содержания посторонних тушащих примесей (до $\sim (0.5 \div 5) \times 10^{-2}$ Торр атмосферных газов). Рассчитано тепловыделение в разряде в зависимости от состава Ar-He смеси.*

Ключевые слова: наносекундный импульсно-периодический разряд, кинетика Ar-He плазмы, метастабильные атомы аргона, тепловыделение в разряде.

Введение. Слабоионизованная плазма атмосферного давления является источником активных частиц, которые представляют интерес в различных приложениях [1–5]. Наносекундный импульсно-периодический разряд (НИПР) с длительностью импульсов от единиц до сотен наносекунд и частотой их повторения в несколько десятков и сотен кГц является эффективным способом генерации квазинепрерывной однородной плазмы высокого давления [6]. Ar-He плазма атмосферного давления с температурами, близкими

Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: marsel@fian.smr.ru.

к комнатной, при средней концентрации возбужденных атомов аргона $\text{Ar}^* \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ применяется для создания активной среды в лазерах на инертных газах с оптической накачкой (ЛОНИГ) [7, 8]. Теоретическое обоснование оптимальных параметров НИПР и состава исходной Ar-He смеси актуально с точки зрения повышения производительности источника возбужденных атомов Ar^* . Масштабирование НИПР тесно связано с минимизацией тепловыделения из-за возможного развития ионизационно-перегревной неустойчивости разряда [9]. Например, в работе [10] показано, что для каждой длительности импульса разряда существует оптимальная пара значений частоты их повторения и амплитуды приведённого электрического поля E/N , при которых достигается минимум тепловыделения и при этом достигается средняя концентрация возбужденных атомов аргона $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Цель настоящей работы состоит в теоретическом обосновании выбора оптимального состава Ar-He смеси, чтобы при заданных параметрах НИПР получить среднюю концентрацию атомов Ar^* порядка 10^{13} см^{-3} при минимальных E/N и тепловыделении.

Постановка задачи. В зазоре между двумя бесконечными плоскими параллельными электродами, расположенными на расстоянии d , создается НИПР в Ar-He смеси атмосферного давления со следующими параметрами в области положительного столба: длительность импульсов по основанию τ_p , частота повторения импульсов f , пиковое значение электрического поля в импульсе E , давление P , температура T , доля аргона в смеси X . Предполагается, что конвективный и диффузионный теплоперенос обеспечивают полный отвод выделяющегося тепла от плазмы, температура постоянна во времени и по объёму плазмы. Расчет тепловыделения в 0D модели позволит представить необходимый режим теплоотвода для поддержания однородности плазмы.

Приведем примерный диапазон параметров НИПР, которые применяются или перспективны для применения в ЛОНИГ для получения метастабильных атомов $\text{Ar}(1s_5)$: $d = 0.2 - 2 \text{ см}$, $f = 100 - 200 \text{ кГц}$, $\tau_p = 20 - 200 \text{ нс}$, $P = 500 - 800 \text{ Торр}$, $T = 300 - 1000 \text{ К}$ [7, 8, 10–12]. В обозначении длительности импульсов τ_p индекс $p = \Lambda$ будет обозначать треугольные импульсы, индекс $p = \Pi$ – прямоугольные импульсы.

Требуется определить пиковое значение E/N , при котором в положительном столбе средняя концентрация Ar^* будет в пределах $(1 \pm 0.05) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, найти оптимальное содержание аргона, при котором значение E/N или величина тепловыделения будут минимальны, и установить влияние других параметров НИПР на выбор оптимального содержания аргона.

Кинетическая модель НИПР в смеси Ar-He. Полный список из 41 реакции с литературными ссылками, которые учитываются при численном моделировании НИПР в настоящей работе, приведен в [13]. В табл. 1 приведен список только тех реакций, которые играют доминирующую роль в кинетике НИПР в Ar-He смеси и обсуждаются в данной работе.

Т а б л и ц а 1

Список реакций. T (K) – температура газа, Θ (эВ) – температура электронов, d (см) – расстояние между электродами

N	Реакция	Константа скорости	Единица	Лит-ра
R1	$\text{Ar} + e \leftrightarrow \text{Ar}^* + e$	BOLZIG+	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[14, 15]
R2	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	BOLZIG+	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[14, 15]
R3	$\text{He} + e \leftrightarrow \text{He}^* + e$	BOLZIG+	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[14, 15]
R4	$\text{He}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{He} + e$	$k_4 = 7.56 \times 10^{-11} (T/300)^{0.5}$	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[17]
R5	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$	$k_5 = 1.2 \times 10^{-9} (T/300)^{0.5}$	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[18]
R6a	$\text{Ar}^* + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{He}$	$k_{6a} = 6.23 \times 10^{-32} T^{-0.5}$	$\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$	[19]
R6b	$\text{Ar}^* + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}$	$k_{6b} = 3.6 \times 10^{-31} T^{-0.6}$	$\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$	[20]
R7	$\text{Ar}^+ + e + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	$k_7 = 8.75 \times 10^{-27} / \Theta^{4.5}$	$\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$	[9]
R8	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	$k_8 = 9.8 \times 10^{-8} / \Theta^{0.61}$	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[21]
R9a	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{He}$	$k_{9a} = 1.1 \times 10^{-30} T^{-0.4}$	$\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$	[22]
R9b	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$k_{9b} = 2.2 \times 10^{-30} T^{-0.4}$	$\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$	[23]
R10	$\text{Ar}_2^* \rightarrow 2\text{Ar} + h\nu$	$A_{10} = 3.1 \times 10^5$	с^{-1}	[24]
R11	$\text{Ar}(1s_4) \rightarrow \text{Ar}(1S) + h\nu$	$A_{11} = 7.62 \times 10^4 (X \times d)^{-0.5}$	с^{-1}	[10]
R12	$\text{Ar}(1s_4) + e \leftrightarrow \text{Ar}(1s_5) + e$	$k_{12} = 3.3 \times 10^{-7}$	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[25]
R13	$\text{Ar}(1s_4) + M \leftrightarrow \text{Ar}(1s_5) + M$	$k_{13} = 6.4 \times 10^{-14}$, $M = \text{He}, \text{Ar}$	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	[26, 27]
R14	$\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}(1S) + h\nu$	K_{14} (текст)	с^{-1}	
R15	$\text{Ar}^*(\text{Ar}_2^*) + M \rightarrow \text{Ar}(\text{Ar}_2^*) + M$	K_{15} (текст)	$\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$	

В списке реакций $\text{Ar}(1s_5)$ и $\text{Ar}(1s_4)$ обозначают атомы аргона в состояниях $1s_5(4s(^2P_{3/2})[3/2]_2)$ и $1s_4(4s(^2P_{3/2})[3/2]_1)$, Ar^* и He^* – все возбужденные атомы аргона и гелия. Функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в смеси Ar-He и константы скоростей реакций электронного удара с атомами Ar и He рассчитывались с помощью пакета BOLSIG+ [14], базы данных по сечениям [15, 16] и табулировались как функции от E/N или средней энергии электронов. В табл. 1 приведены константы скоростей прямых реакций, константы скоростей обратных реакций рассчитывались из принципа детального равновесия. Эффективная вероятность спонтанного излучения

A_{11} рассчитана с учетом пленения излучения [13]. Зависимостью ФРЭЭ и констант скоростей R1–R3 от содержания Ar^* и He^* можно пренебречь при их доле менее 10^{-5} [14]. Плазма НИПР большую часть времени ($> 95\%$) находится в состоянии распада, когда температура электронов близка к температуре нейтральных атомов, а ФРЭЭ близка к максвелловской. Расчет k_{12} с использованием сечений из [28] показывает её слабую зависимость от температуры электронов в диапазоне значений 300–700 К. Зависимость константы R13 от температуры плазмы пока точно не установлена и в настоящей работе приведено её значение для $T = 300$ К из [26, 27]. Так как прямая реакция R13 идет с положительным энергетическим эффектом, можно предположить её слабую температурную зависимость в диапазоне значений 300–700 К.

Время релаксации средней энергии электронов в Ar-He смеси атмосферного давления составляет около 2 нс. Поэтому в течение большей части импульса разряда с $\tau_p > 20$ нс, текущая константа скорости реакций R1–R3 есть функция локального значения $E(t)/N$.

При средней энергии электронов менее 6 эВ в процессе R3 более 90% атомов He возбуждаются в 3 нижних состояниях, из которых запрещен оптический переход в основное состояния $1S$, а в процессе R1 более 90% атомов Ar возбуждаются в группу из $1s$ и $2p$ состояний. Время послесвечения занимает более 95% периода НИПР. Оценки показывают, что в послесвечении разряда при атмосферном давлении и с ионизацией $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ атомы Ar^* с уровней выше $1s_4$ за время ~ 500 нс переходят в нижние $1s_4$ – $1s_5$ состояния [10, 13]. В кинетической модели будем считать, что на протяжении всего периода НИПР атомы Ar^* включают только состояния $1s_4$ и $1s_5$, между которыми происходит обмен в процессах R12 и R13.

Частота гибели всех атомов Ar^* в процессе R11 через спонтанное излучение с резонансного уровня $1s_4$ приближенно равна $K_{14} = A_{11}K_r(A_{11} + K_f + K_r)^{-1}$, где $K_f = k_{12}N_e + k_{13}N$, $K_r = K_{12}^{-1}k_{15}N_e + K_{13}^{-1}k_{13}N$, $K_{12} = (5/3) \times \exp(0.075/\Theta)$ и $K_{13} = (5/3) \times \exp(873/T)$ – константы равновесия для процессов R12 и R13, N – концентрация нейтральных частиц плазмы, N_e – концентрация электронов, Θ – температура электронов [10, 13]. При этом $N_{s5} = N_{Ar^*}(A_{11} + K_r)(A_{11} + K_f + K_r)^{-1}$, $N_{s5} = N_{Ar^*}K_f(A_{11} + K_f + K_r)^{-1}$, $N_{Ar^*} = N_{Ars} + N_{1s5}$, где N_{Ars} , N_{1s5} , N_{1s4} – концентрации атомов Ar^* , $\text{Ar}(1s_5)$, $\text{Ar}(1s_4)$, соответственно. Дезактивация Ar^* и Ar_2^* посторонними частицами (H_2O , O_2 и т.д.), которая описывается константой псевдопервого порядка, учитывается в процессе R15. Например, частота дезактивации $K_{15} = 10^5 \text{ с}^{-1}$ возникает в присутствии $\sim 5 \times 10^{-3}$ Торр воды или $\sim 5 \times 10^{-2}$ Торр сухого воздуха [29].

От содержания аргона зависят частоты следующих процессов, представленных в табл. 1: $\Gamma_{Ars} = \Gamma_6 + K_{14} + K_{15}$ – частота гибели атомов Ar^* в процессах R6, R14, R15, $\Gamma_6 = (k_{6a}(1 - X) + k_{6b}X) \times X \times N^2$; $\Gamma_9 = (k_{9a}(1 - X) + k_{9b}X) \times X \times N^2$ – частота рекомбинации ионов Ar^+ в процессе R9; $\Gamma_4 = k_4X \times N$ – частота гибели атомов He^* в процессе R4. Стационарные скорости процессов R1–R3 равны $\Gamma_i \times N_e$, где в частотах неупругих столкновений для электронов $\Gamma_i = X \times k_i(E/N, X)$, $k_i(E/N, X)$ – константа скорости i -ой реакции, рассчитанная из уравнения Больцмана. Зависимость частот Γ_i от X показана на рис. 1. Прирост Ar^* в разряде напрямую в процессе R1 и опосредовано в процессах R2, R3 через R4, R7 и R8 пропорционален сумме частот $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$. Эта сумма растет с ростом X . Прирост Ar^* полностью компенсирует потери в процессах R6, R14, R15 в течение распада плазмы. Прирост ионизации напрямую в процессах R2 и опосредовано в R3 через R3, R4 пропорционален сумме частот $\Gamma_2 + \Gamma_3$, которая падает с ростом X . Прирост ионизации компенсирует потери в процессах R7, R8.

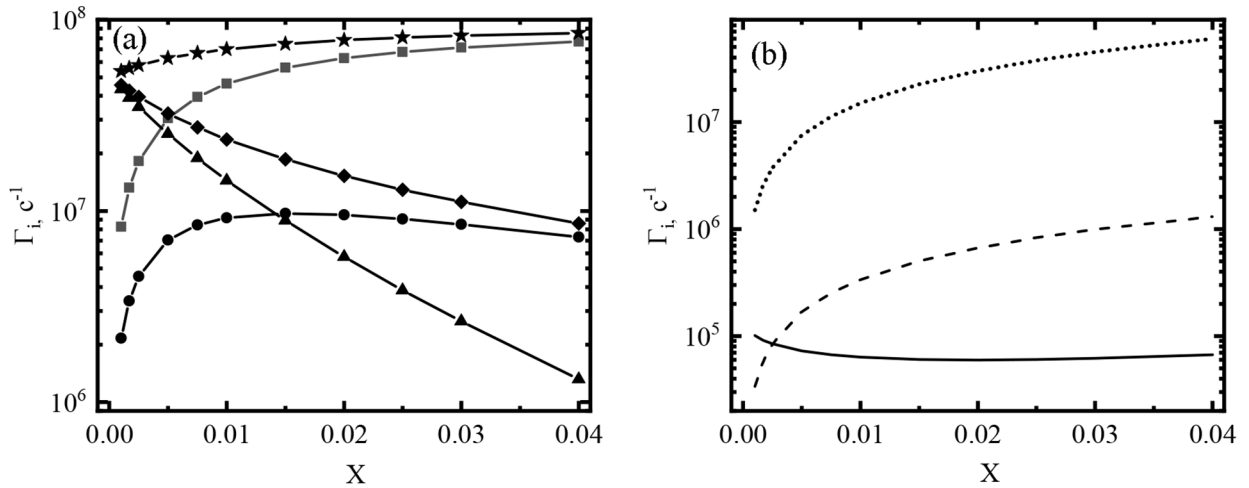


Рис. 1: Зависимость частот различных процессов от содержания аргона. $E/N = 9.44 \text{ Td}$, $N_e = 2.5 \times 10 \text{ см}^{-3}$, $T = 450 \text{ K}$, $d = 0.5 \text{ см}$, $K_{15} = 0$. (a) $\blacksquare$ – Γ_1 , $\bullet$ – Γ_2 , $\blacktriangle$ – Γ_3 , $\star$ – $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$, $\blacklozenge$ – $\Gamma_2 + \Gamma_3$; (b) сплошная линия – Γ_{Ars} , пунктирная линия (точки) – Γ_4 , штриховая линия – Γ_9 .

Расчетная модель НИПР. Система скоростных уравнений 0-мерной кинетической модели для концентраций и средней энергии электронов решалась методом итераций на отрезке времени $t = [0 \dots f^{-1}]$ [10]. Для удобства численного решения уравнений импульс разряда занимал отрезок времени $t = [0.5\tau_p \dots 1.5\tau_p]$. Для каждого состава Ar-He смеси находились устойчивые периодические решения при некотором наборе пиковых

значений E/N . После этого рассчитывались средние за период НИПР концентрации возбужденных атомов Ar^* , $\text{Ar}(1s_5)$, $\text{Ar}(1s_4)$ и электронов, которые обозначим, соответственно, как C_{Ar^*} , C_{1s_5} , C_{1s_4} и C_e . Рассчитывались средние удельные мощности разряда W , спонтанного излучения I и тепловыделения, равного $Q = W - I$. Из набора решений находилось пиковое значение E/N , при котором достигалась $C_{\text{Ar}^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В прикладных задачах, где используются возбужденные атомы Ar^* , включая ЛОНИГ с двухчастотной оптической накачкой, интерес представляет суммарная концентрация в состояниях $1s_5$, $1s_4$ [30].

Результаты расчетов. На рис. 2 показаны зависимости C_{Ar^*} и C_e от E/N и X . Расчеты сделаны для НИПР с импульсами в виде равнобедренного треугольника ($\tau_\Lambda = 160 \text{ нс}$, $f = 200 \text{ кГц}$) при $T = 450 \text{ К}$ и $d = 0.5 \text{ см}$, что близко к условиям работы [11]. Концентрация $C_{\text{Ar}^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ достигается при минимальном значении $E/N = 9.44 \text{ Тд}$, когда $X = X_{\text{опт}} \approx 5 \times 10^{-3}$. Изменение X в любую сторону от $X_{\text{опт}}$ вынуждает увеличивать амплитуду E/N для сохранения $C_{\text{Ar}^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При всех параметрах НИПР, представленных в данной работе, имеет место соотношение $C_{s5}/C_{\text{Ar}^*} = 0.92 \pm 0.05$. Как видно из рис. 2(b), средняя ионизация монотонно уменьшается с ростом X при $E/N \approx 10 \text{ Тд}$.

Решения уравнений НИПР показывают, что, когда $C_{\text{Ar}^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура электронов постепенно уменьшается от $\sim 0.3 \text{ эВ}$ после окончания импульса до $\sim 0.05 \text{ эВ}$ к началу следующего импульса. Подпитка энергии электронов в послесвечении разряда происходит в основном в процессах R4 и R5.

При $\Gamma_4 \times \tau_p \gg 1$ часть электронов, рожденных в процессе R4, разогреваются в импульсе электрического поля, что должно увеличивать скорость процессов R1–R3. Наоборот, при условии $\Gamma_4 \times \tau_p \ll 1$ электроны появляются в процессе R4 уже после импульса разряда, т.е. во времени процесс R4 и процессы R1–R3 разделены. На рис. 3 показана зависимость E/N и Q от X для четырех форм импульсов разряда с $d = 0.5 \text{ см}$ и $d = 2 \text{ см}$ при условии достижения $C_{\text{Ar}^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Как видно, минимум E/N , но разной величины, достигается при $X_{\text{опт}} \approx 5 \times 10^{-3}$ для всех четырех форм импульсов НИПР. Увеличение межэлектродного зазора до 20 мм приводит к уменьшению вероятности A_{11} и радиационных потерь K_{14} . Как видно, это приводит к уменьшению значения минимума E/N , но не изменяет оптимальное содержание аргона (см. рис. 3(a) (■)). Высокая ионизация плазмы сохраняется на всем периоде НИПР и вклад энергии в плазму начинается сразу же с подачей очередного импульса [13]. Из-за длинных фронтов Λ -импульса, где E/N имеет низкое значение, в них относительные потери энергии

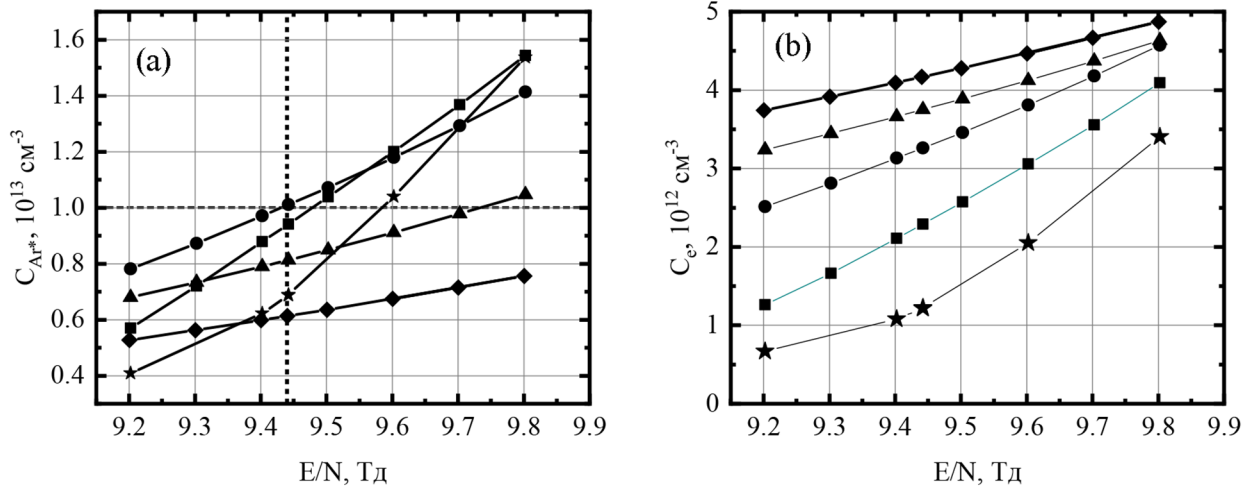


Рис. 2: Зависимость средней концентрации атомов Ar^* (a) и средней ионизации (b) от E/N и содержания аргона $K_{15} = 0$. Молярная доля аргона X : 10^{-3} ($\diamond$), 2.5×10^{-3} ($\blacktriangle$), 5×10^{-3} ($\bullet$), 7.5×10^{-3} ($\blacksquare$), 10^{-2} ($\star$).

в упругих столкновениях электронов существенно больше, чем в П-импульсах. Поэтому, при одинаковой амплитуде E/N целевое значение C_{Ar^*} достигается при меньшем t_p и меньшем тепловыделении. Тепловыделение менее 3 Вт см^{-3} в НИПР достигается с короткими П-импульсами при $X > 3 \times 10^{-2}$ и $E/N > 11 \text{ Тд}$.

Зависимость необходимой амплитуды E/N от X может быть иная для других давлений и температур. На рис. 4 показана зависимость E/N от X для разных комбинаций давления и температуры плазмы. Оптимальное значение X изменяется от 5×10^{-3} до 10^{-2} при изменении давления от 500 Торр до 750 Торр при одинаковой температуре $T = 450 \text{ К}$. Из зависимостей, представленных на рис. 3 ($\bullet$) и рис. 4 ($\blacktriangle, \bullet$) видно, что величина X падает с уменьшением температуры плазмы при фиксированном давлении. Таким образом, определяющее влияние на значение $X_{\text{опт}}$ имеет плотность плазмы. В присутствии посторонних примесей, пока $K_{15} \leq 10^5 \text{ с}^{-1}$, оптимальное содержание аргона не изменяется (рис. 4 ($\blacksquare, \square$)). Видно, что если в Ar-He смеси нарабатывается средняя концентрация $C_{Ar^*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тепловыделение почти не зависит от содержания аргона, начиная со значений $X \approx 2 \times 10^{-2}$, но зависит от других параметров НИПР.

Образование минимума E/N при некотором $X_{\text{опт}}$ связано с разнонаправленной зависимостью скоростей процессов, перечисленных выше, от содержания X . Чтобы определить как отдельный i -ый процесс влияет на расчетное значение E/N будем изменять

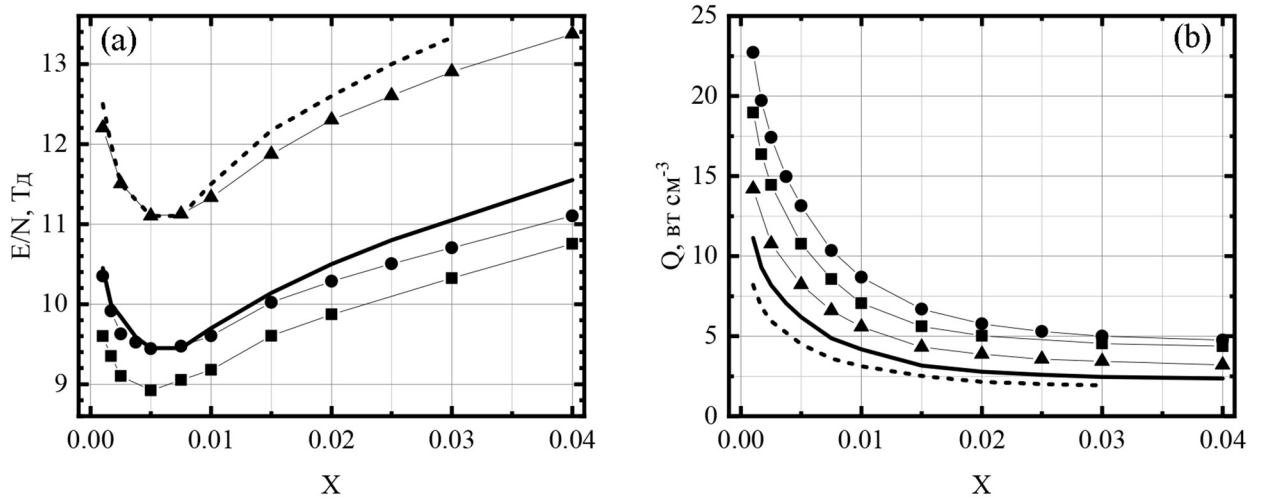


Рис. 3: Зависимость E/N (a) и тепловыделения (b) от содержания аргона при условии достижения $C_{Ar*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $P = 750 \text{ Торр}$, $T = 450 \text{ K}$, $K_{15} = 0$: $\bullet$ – $d = 0.5 \text{ см}$, $\tau_{\Lambda} = 160 \text{ нс}$; $\blacktriangle$ – $d = 5 \text{ мм}$, $\tau_{\Lambda} = 80 \text{ нс}$; $\blacksquare$ – $d = 2 \text{ см}$, $\tau_{\Lambda} = 160 \text{ нс}$; сплошная линия – $d = 0.5 \text{ см}$, $\tau_{\Pi} = 32 \text{ нс}$; пунктирная линия – $d = 0.5 \text{ см}$, $\tau_{\Pi} = 18 \text{ нс}$.

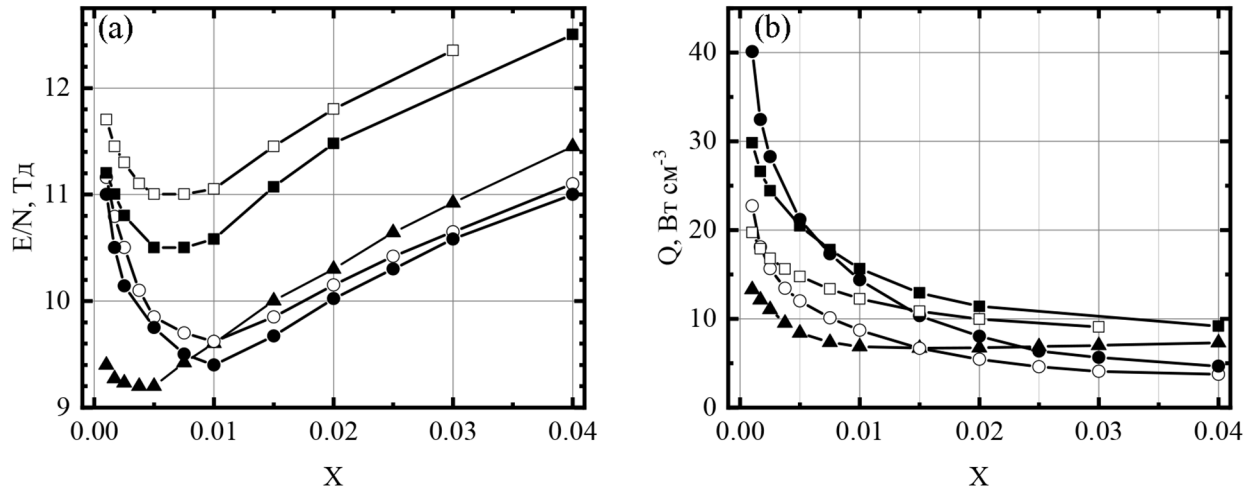


Рис. 4: Зависимость E/N (a) и тепловыделения (b) от содержания аргона при условии достижения $C_{Ar*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. $d = 0.5 \text{ см}$, $\tau_{\Lambda} = 160 \text{ нс}$: $\blacktriangle$ – $P = 750 \text{ Торр}$, $T = 300 \text{ K}$, $K_{15} = 0$; $\bullet$ – $P = 750 \text{ Торр}$, $T = 700 \text{ K}$, $K_{15} = 0$; $\circ$ – $P = 500 \text{ Торр}$, $T = 450 \text{ K}$, $K_{15} = 0$; $\blacksquare$ – $P = 750 \text{ Торр}$, $T = 450 \text{ K}$, $K_{15} = 10^5 \text{ с}^{-1}$; $\square$ – $P = 500 \text{ Торр}$, $T = 300 \text{ K}$, $K_{15} = 10^5 \text{ с}^{-1}$.

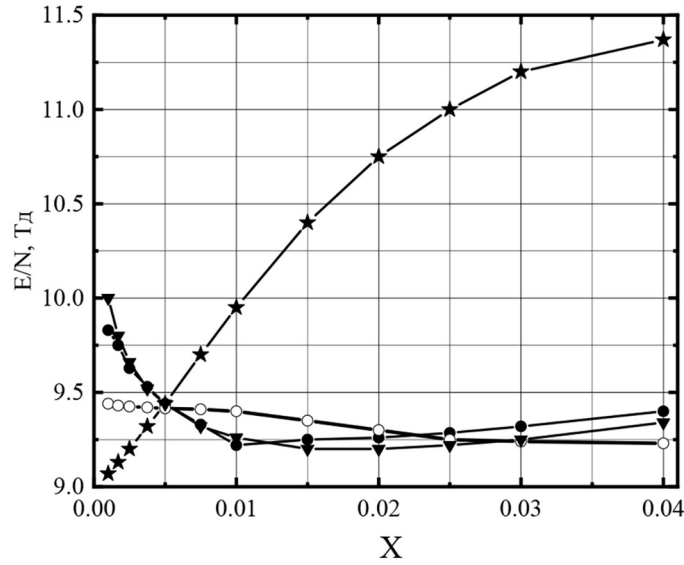


Рис. 5: Зависимость E/N от содержания аргона X в отдельном процессе и при фиксированном содержании аргона в остальных при условии достижения $C_{Ar*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. $P = 750 \text{ Торр}$, $T = 450 \text{ K}$, $d = 0.5 \text{ см}$, $\tau_A = 160 \text{ нс}$. Тестируемые процессы с частотами: ▼ – Γ_{Ars} ($K_{15} = 0$), ○ – Γ_4 , ★ – Γ_9 , ● – $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$.

содержание аргона X только в частоте Γ_i этого процесса. В остальных процессах зафиксировав содержание аргона, например, на уровне $X_{\text{опт}} = 5 \times 10^{-3}$. Найдем как изменение X для отдельного процесса будет влиять на E/N , чтобы сохранить $C_{Ar*} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Изменение X в частотах Γ_4, Γ_9 эквивалентно вариации константы скорости соответствующей реакции. Изменение Γ_{Ar*} путем изменения X в процессах R6 и R14 эквивалентно изменению частоты радиационных потерь K_{14} и констант рекомбинации в R6. Константы скорости неупругих столкновений процессов R1–R3 сложным образом зависят от X . К тому же они являются еще и функциями $E(t)/N$. Изменение частот $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ от параметра X будет совокупно демонстрировать вклад кинетики неупругих столкновений на выбор необходимой амплитуды E/N . Зависимости Γ_i от содержания аргона показаны на рис. 1.

Результаты расчетов показаны на рис. 5. Из рис. 5(b) видно, что увеличение X только в процессе R9 значительно поднимает необходимую амплитуду E/N . Повышение E/N с ростом X только в R9 связано с ускорением образования Ar_2^+ и последующей гибели электронов в процессе R8. Это вынуждает увеличивать E/N и прирост ионизации в процессах R2 и последовательности R3, R4. Наоборот, увеличение X в частоте Γ_{Ars} или одновременно во всех частотах неупругих столкновений в процессах R1–R3

позволяют понизить E/N . Одновременное изменение X только в частотах Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 ведет к разнонаправленному изменению сумм частот $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$ и $\Gamma_2 + \Gamma_3$, так что только за счет этого неглубокий минимум E/N образуется около $X \approx 10^{-2}$. Разнонаправленное изменение частот Γ_6 и K_{14} , входящих в частоту Γ_{Ars} , с изменением X , также является причиной образования неглубокого минимума E/N . Рост скорости Пеннинг ионизации с увеличением X вносит нарастающий, но малозначимый вклад в понижение E/N вплоть до соотношений $\Gamma_4 \times \tau_A \approx 10$ и $\Gamma_4 \times \tau_{II} \approx 2$.

Таким образом, разнонаправленное влияние изменения X на суммарный прирост Ar^* , He^* и Ar^+ во время импульса разряда, на скорость дезактивации Ar^* и гибель электронов определяют оптимальное значение X около 1%, при котором требуется минимальная амплитуда E/N для поддержания в среднем 10^{13} см^{-3} атомов Ar^* в плазме НИПР.

Заключение. Проведено численное моделирование влияния состава исходной смеси Ar-He на наработку возбужденных атомов аргона в НИПР атмосферного давления. Получены зависимости амплитуды E/N от доли аргона в смеси Ar-He при условии поддержания в плазме НИПР средней концентрации возбужденных атомов аргона $Ar^* \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Определена доля аргона $X_{\text{опт}}$, при которой E/N имеет минимальное значение. Она составляет $\sim 0.3\%$ при температуре плазмы 300 К и $\sim 1\%$ при 700 К. Оптимальное содержание аргона обусловлено разнонаправленным изменением суммарного прироста Ar^* , He^* и Ar^+ в импульсе разряда, потерь Ar^* и гибели электронов в послесвечении разряда с изменением X . Оптимальное содержание аргона слабо зависит от температуры плазмы, высоты межэлектродного зазора от 5 до 20 мм, длительности треугольных импульсов разряда в пределах 80–160 нс и присутствия в Ar-He смеси сухого воздуха менее 5×10^{-2} Торр или менее 5×10^{-3} воды. Для ограничения среднего тепловыделения в НИПР несколькими единицами Вт см^{-3} предпочтительно использовать Ar-He смеси с содержанием аргона более 2%.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10013, <https://rscf.ru/project/23-22-10013/>.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. O. Macheret, M. N. Shneider, R. B. Miles, IEEE Transactions on plasma science **30**(3), 1301 (2002). DOI: 10.1109/TPS.2002.802142.

- [2] G. Y. Park, S. J. Park, M. Y. Choi, et al., Plasma Sources Science and Technology **21**(4), 043001 (2012). DOI: 10.1088/0963-0252/21/4/043001.
- [3] J. P. Rayner, A. P. Whichello, A. D. Cheetham, IEEE Transactions on plasma science **32**(1), 269 (2004). DOI: 10.1109/TPS.2004.826019.
- [4] S. M. Starikovskaia, Journal of Physics D: Applied Physics **47**(35), 353001 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/35/353001.
- [5] C. Cheng, Z. Liye, R. J. Zhan, Surface and Coatings Technology **200**(24), 6659 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.09.033>.
- [6] A. A. Kirpichnikov, A. Y. Starikovskii, IEEE transactions on plasma science **36**(4), 898 (2008). DOI: 10.1109/TPS.2008.920291.
- [7] J. Han, M. C. Heaven, P. J. Moran, et al., Optics letters **42**(22), 4627 (2017). <https://doi.org/10.1364/OL.42.004627>.
- [8] А. А. Адаменков, Ю. А. Адаменков, М. А. Волков и др., Квантовая электроника **52**(8), 695 (2022).
- [9] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда* (М., Наука, 1987).
- [10] М. В. Загидуллин, П. А. Михеев, А. Д. Дворников, А. П. Торбин, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(12), 12 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623120163.
- [11] P. A. Mikheyev, A. K. Chernyshov, M. I. Svistun, et al., Optics express **27**(26), 38759 (2019). <https://doi.org/10.1364/OE.383276>.
- [12] R. Wang, Z. Yang, K. Li, et al., Journal of Applied Physics **131**(2), 023104 (2022). <https://doi.org/10.1063/5.0079512>.
- [13] M. V. Zagidullin, P. Mikheyev, Physics of Plasmas **30**, 123502-1-13 (2023). DOI: 10.1063/5.0170170.
- [14] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, Plasma sources science and technology **14**(4), 722 (2005). DOI: 10.1088/0963-0252/14/4/011.
- [15] Biagi database, www.lxcat.net, retrieved on August 23, 2020 [В Интернете].
- [16] TRINITI database, www.lxcat.net, retrieved on August 24, 2020 [В Интернете].
- [17] B. L. Sands, S. K. Huang, J. W. Speltz, et al., J. Appl. Phys. **113**(15), 153303 (2013). DOI: 10.1063/1.4802444.
- [18] A. B. Blagoev, T. K. Popov, Phys. Lett. A **70**(5-6), 416 (1979). DOI: 10.1016/0375-9601(79)90350-5.
- [19] A. A. Ionin, I. V. Kholin, A. Y. L'dov, et al., Laser Physics **27**(12), 125803 (2017). DOI: 10.1088/1555-6611/aa92fa.
- [20] W. Wieme, J. Lenaerts, J. Chem. Phys. **74**(1), 483 (1981). DOI: 10.1063/1.440855.
- [21] Y. J. Shiu, M. A. Biondi, Phys. Rev. A **17**(3), 868 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevA.17.868.

- [22] J. D. Emmoms, D. E. Weeks, J. Appl. Phys. **121**(20), 203301 (2017). DOI: 10.1063/1.4983678.
- [23] J. D. C. Jones, D. G. Lister, D. P. Wareing, N. D. Twiddy, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **13**(16), 3247 (1980). DOI: 10.1088/0022-3700/13/16/021.
- [24] M. N. Rolin, S. I. Shabunya, J. C. Rostaing, J. M. Perrin, Plasma Sources Sci. Technol. **16**(3), 480 (2007). DOI: 10.1088/0963-0252/16/3/007.
- [25] S. G. Belostotskiy, T. Ouk, V. M. Donnelly, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **44**(14), 145202 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/14/145202.
- [26] В. А. Иванов, И. В. Макасюк, А. С. Приходько, Оптика и спектроскопия **72**(2), 290 (1992).
- [27] J. H. Kolts, D. W. Setser, J. Chem. Phys. **68**(11), 4848 (1978). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.435638>.
- [28] www.lxcat.net/BS/ [В Интернете].
- [29] M. Bourène, J. Le Calvé, J. Chem. Phys. **58**(4), 1452 (1973). <https://doi.org/10.1063/1.1679379>.
- [30] J. Gao, P. Sun, X. Wang, D. Zuo, Laser Physics Letters **14**(3), 035001 (2017). DOI: 10.1088/1612-202X/aa5b10.

Поступила в редакцию 25 сентября 2024 г.

После доработки 23 декабря 2024 г.

Принята к публикации 29 декабря 2024 г.