ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2022, том 60, № 5, с. 644–656

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

УДК 621.375.826

КИНЕТИКА И МОДЕЛЬ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИНДУКЦИОННЫМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВЧ-РАЗРЯДОМ

© 2022 г. М. М. Маликов*

Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

**E-mail: mmalikov@oivtran.ru*

Поступила в редакцию 11.08.2021 г.
После доработки 01.10.2021 г.
Принята к публикации 23.11.2021 г.

Представлена физическая модель процессов, протекающих в неравновесной плазме рабочего тела лазеров на парах металлов, возбуждаемых индукционным импульсно-периодическим ВЧ-разрядом. В основу модели входят дифференциальные уравнения кинетики заселенностей, баланса энергии электронов, электрической цепи, развития индуцированного излучения и др. Все уравнения адаптированы к особенностям индукционного разряда и специальной геометрии разрядной камеры. Описание модели представлено для варианта лазера на парах меди с буферным газом неоном. Отмечены особенности динамики параметров плазмы и лазерного излучения в условиях ВЧ-разряда.

DOI: 10.31857/S004036442205009X

ВВЕДЕНИЕ

Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов [1–4], излучение которых находится в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах, весьма привлекательны для различных практических приложений. Однако невысокий КПД, ограниченный ресурс работы и ряд технических особенностей затрудняют их широкое применение, снижают конкурентную способность. Исследования нового безэлектродного способа возбуждения лазеров на парах металлов импульсно-периодическим индукционным разрядом трансформаторного типа [5–7] вызвано стремлением повысить выходные параметры и получить ряд технических и эксплуатационных преимуществ. Улучшение характеристик этих лазеров, возможно, расширит перспективу их применения в промышленности, в прецизионной микрообработке материалов, в селективных технологиях, физических исследованиях, диагностике, в медицине и т.п. [8–10].

Отличительной чертой конструкции индукционных лазеров на парах меди (ИЛПМ) от индукционных лазеров на других рабочих средах (азот, инертные газы и др.) является наличие толстой теплоизоляции, которая увеличивает расстояние между плазменным витком и индуктором, что приводит к значительному снижению коэффициента связи K_r трансформатора. Как показывает численное моделирование [6], в этом случае выгодно применять коаксиальные разрядные камеры с кольцевым рабочим объемом. При использовании таких камер можно достичь значений $K_r \approx 0.5–0.6$. Кроме того, в кольцевом проводящем слое можно создать более однородное по радиусу вихревое электрическое поле, чем в цилиндре [11], что положительно скажется на генерации излучения. При этом для описания процессов в плазме следует применить относительно простую нольмерную модель. В данной работе дается обоснование и приводится детальное описание такой модели, использовавшейся при расчетах ИЛПМ в [5–7].

Согласно результатам численных экспериментов [6], в ИЛПМ реализуется импульс накачки, представляющий собой цуг высокочастотных колебаний тока с частотой f_{tr} = 10–100 МГц и временем затухания τ_{at} ~ 70–200 нс, в то время как в обычном (электродном) лазере на парах меди (ЛПМ) импульс тока имеет форму, близкую к форме апериодического разряда с длительностью 150–300 нс. Поэтому в физической модели ИЛПМ желательно учитывать зависимость высокочастотной электрической проводимости плазмы от частоты колебаний тока и влияние изменения во времени эффективного сопротивления на работу электрической схемы. Необходимо контролировать толщину скин-слоя, оценивать влияние магнитного поля индуктора на проводимость плазмы и на другие процессы. Отметим, что за основу описания кинетических процессов в разрядной плазме ИЛПМ была взята разработанная ранее физическая модель обычного ЛПМ [12].

Схема конструкции ИЛПМ и необходимые обозначения представлены на рис. 1. Плазма за-

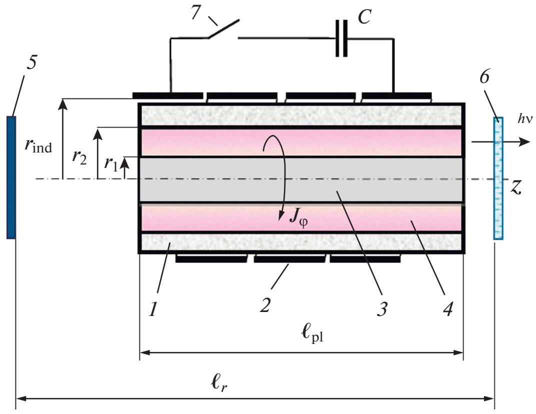

Рис. 1. Схема ИЛПМ: *1* – теплоизоляция, *2* – витки индуктора, *3* – керамическая вставка, *4* – плазма разряда, *5* и *6* – зеркала оптического резонатора, *7* – коммутатор (ключ), *C* – накопительная емкость.

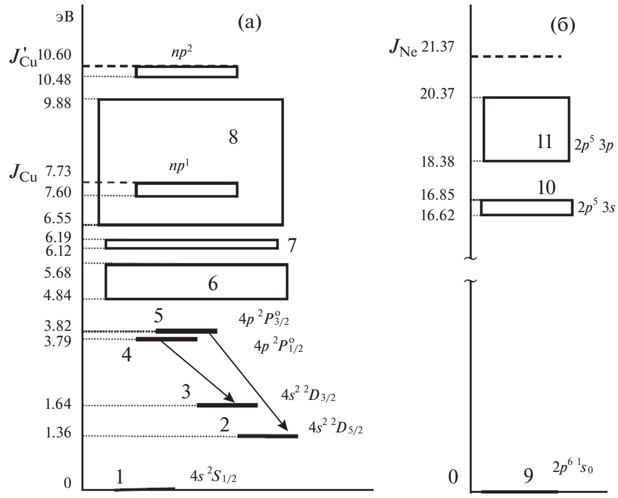

Рис. 2. Схема уровней атомов меди (а) и неона (б).

полняет объем между двумя коаксиальными цилиндрами радиусом r_1 и r_2. Ось z цилиндрической системы координат направлена вдоль оси цилиндров. Индуцированный азимутальный электрический ток $J_φ$ течет в кольцевом зазоре $(r_2 - r_1) < r_2, r_1$, который значительно меньше длины активной среды лазера ℓ_{pl}. В типичных условиях работы лазера на парах меди температура стенки T_w (при $r = r_2$) задается равной 1500–1900 K, чему соответствует давление паров меди P_{Cu} = 1–2 Торр. Давление неона P_{Ne} = 50–500 Торр. Частота следований импульсов накачки (цугов) $f \sim 2$–30 кГц такая же, как и в обычном электродном ЛПМ. Типичная температура газа в кольцевом зазоре (при $f \sim 10$ кГц) $T_g \approx 2500$ K, температура электронов T_e = 0.3–5 эВ и их концентрация $n_e = 10^{13}$–10^{15} см$^{-3}$ $(T_e \geq T_g)$. Характерная длительность импульсов излучения для ЛПМ на самоограниченных переходах составляет несколько десятков наносекунд.

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ В ИЛПМ

Схема уровней атомов меди и атомов буферного газа неона

Учет большого числа уровней требует решения соответствующего количества дифференциальных уравнений для описания их заселенностей, а также знания констант процессов. Для упрощения задачи обычно производится огрубление схемы уровней атома [13] объединением ряда отдельных уровней в блоки. Схема возбужденных уровней и блоков уровней атома меди и неона, принятая в данной работе, представлена на рис. 2.

Всего учтено 124 уровня атома меди (не считая водородоподобных) и 23 уровня неона. Уровни энергии возбужденных атомов и их заселенности n_k нумеруются индексом k или i. Для атома меди k = 1–5 – отдельные нижние уровни, k = 6–8 – блоки уровней меди; для атома неона k = 9 – основной уровень, k = 10, 11 – блоки уровней неона. Блоки высоко лежащих уровней меди, находящихся в равновесии с электронным континуумом обозначены на рис. 2 как np^1 и np^2. Генерация лазерного излучения происходит при переходе с резонансных уровней на метастабильные. На зеленой (0.51 мкм) линии с k = 5 на i = 2 $(4p^2P^o_{3/2} \to 4s^{2\,2}D_{5/2})$ и на желтой (0.578 мкм) линии с k = 4 на i = 3 $(4p^2P^o_{1/2} \to 4s^{2\,2}D_{3/2})$.

Более детальное обсуждение и обоснование принятой схемы уровней проведено в [12] с использованием представлений о кинетике заселенностей в диффузионном или модифицированном диффузионном приближении [13]. Перечень всех учитываемых уровней атома меди неона, их энергий E_k и статвесов g_k представлен в [4] (см. Приложение П4) и в [12].

Учет столкновительных и радиационных процессов

В принятой модели расчета учитываются следующие физические процессы:

– нагрев свободных электронов электрическим полем (нагревом ионов пренебрегаем);

– ионизация атомов меди и неона со всех уровней;

– тройная рекомбинация на основной и на все возбужденные уровни меди и неона;

– фоторекомбинация на нижние уровни атомов k = 1–5 и k = 9;

– конверсия атомарных ионов неона в молекулярные ионы и их диссоциативная рекомбинация;

– спонтанное излучение (231 линии атома меди и 55 линий атома неона с известными вероятностями спонтанного излучения A_{ki} [4] (см. Приложение П4);

– реабсорбция спонтанного излучения методом эффективного времени жизни [14];

– возбуждение и тушение электронным ударом всех выбранных состояний атома меди и неона;

– упругие потери энергии электронов при столкновении с атомами и ионами;

– процессы типа ионизации Пеннинга при столкновениях возбужденных атомов неона с атомами меди в основном состоянии;

– процесс перезарядки ионов неона на атомах меди в основном состоянии с образованием ионов меди в возбужденных состояниях ($E_{ex}^{+} \approx \approx 13.68-13.87$ эВ); согласно [15], этот процесс можно отнести к перезарядке, близкой к резонансному типу;

– амбиполярная диффузия электронов и двух сортов ионов Cu^{+} и Ne^{+}, а также диффузия возбужденных атомов меди и неона.

Баланс возбужденных атомов меди и неона

В общем виде, в приближении многожидкостной гидродинамики [16], баланс возбужденных частиц можно представить уравнением

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \left(\frac{\delta n_k}{\delta t}\right)_{\text{рож}} - \left(\frac{\delta n_k}{\delta t}\right)_{\text{г}} - \operatorname{div}(n_k \mathbf{u}_k). \quad (1)$$

Здесь первый и второй члены в правой части описывают соответственно рождение или гибель возбужденного состояния атома k в объеме за счет всех столкновительных и радиационных процессов, перечисленных выше:

$$\left(\frac{\delta n_k}{\delta t}\right)_{\text{рож}} = \left[\sum_{i\neq k}(n_i q_{ik}) + q_k^{\text{rec}} n_e n_k^{+} + q_k^{\text{fr}} n_k^{+}\right] n_e + \sum_{i>k} A_{ik}^{*} n_i + B_{\text{gr}}\rho_{\text{gr}}\alpha_{\text{gr}}\frac{g_5}{g_2} n_2 \delta_k^{\text{gr}} + B_{\text{yel}}\rho_{\text{yel}}\alpha_{\text{yel}}\frac{g_4}{g_3} n_3 \delta_k^{\text{yel}}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\delta n_k}{\delta t}\right)_{\text{г}} = \left[\sum_{i\neq k}(n_k q_{ki}) + n_k q_k^{\text{ion}}\right] n_e + \sum_{i<k} A_{ki}^{*} n_k + B_{\text{gr}}\rho_{\text{gr}}\alpha_{\text{gr}} n_2 \delta_k^{\text{gr}} + B_{\text{yel}}\rho_{\text{yel}}\alpha_{\text{yel}} n_3 \delta_k^{\text{yel}} + q^{\text{pen}} n_1 n_k \delta_k. \quad (3)$$

Если направленная скорость $\mathbf{u}_k$ частиц в состоянии k связана с градиентом их концентрации, то третий член справа в (1) описывает устранение этих частиц из объема за счет процесса диффузии:

$$-\operatorname{div}(n_k \mathbf{u}_k) = -\operatorname{div}\left(-n_k D_k \frac{\nabla n_k}{n_k}\right) = D_k \Delta n_k. \quad (4)$$

В уравнениях (1)–(4) и везде далее: n_k (см$^{-3}$) – концентрации, q_{ki} (см^3/с) – константа скорости перехода с уровня k на уровень i электронным ударом; q_k^{ion} (см^3/с), q_k^{rec} (см^6/с) – константы скорости ионизации электронным ударом и тройной рекомбинации на уровень k; q^{pen} (см^3/с) – константы скорости "пенинг" процесса; q_k^{fr} (см^3/с) – константа фоторекомбинации на уровень k; A_{ki}^{*} (с$^{-1}$) – эффективная вероятность спонтанного излучения с учетом реабсорбции с уровня k на уровень i; ρ_{gr}, ρ_{yel} (эВс/см^3) и B_{gr}, B_{yel} (см^3/с^2 эВ) – соответственно спектральные плотности лазерного излучения и коэффициенты вынужденного излучения при переходах с $k = 5$ на $i = 2$ для зеленой и с $k = 4$ на $i = 3$ для желтой линий генерации лазера; α_{gr}, α_{yel} – коэффициенты, учитывающие конечность ширины спектральных линий (см. ниже); D_k (см^2/с) – коэффициент диффузии возбужденных атомов; коэффициенты $\delta_k = 1$ при $k = 10$, 11 и $\delta_k = 0$ при $k \neq 10$, 11; $\delta_k^{\text{gr}} = 1$ при $k = 5$, $\delta_k^{\text{gr}} = -1$ при $k = 2$ и $\delta_k^{\text{gr}} = 0$ при $k \neq 2$, 5. Аналогично $\delta_k^{\text{yel}} = 1$ при $k = 4$, $\delta_k^{\text{yel}} = -1$ при $k = 3$ и $\delta_k^{\text{yel}} = 0$ при $k \neq 3$, 4. В уравнении (2) при $k = 1-8$ $n_k^{+} = n_{\text{Cu}^{+}}$ (см$^{-3}$) – концентрация ионов меди, а при $k = 9-11$ $n_k^{+} = n_{\text{Ne}^{+}}$ (см$^{-3}$) – концентрация ионов неона.

Нульмерные приближения процессов переноса частиц и энергии

Дифференциальные уравнения баланса возбужденных частиц и баланса энергии электронов содержат производные по времени и координатам. При описании физических процессов в плазме ИЛПМ будем пренебрегать вязкой диссипацией энергии и запишем уравнения в так называемом "нульмерном" приближении. В этом случае все члены исходных дифференциальных уравнений осредняются по объему кольцевой разрядной камеры с привлечением тех или иных физических представлений о протекающих процессах.

Осреднение уравнения баланса возбужденных атомов меди и неона. При осреднении по объему всех членов дифференциальных уравнений (1) аналогично [16] полагали, что в середине кольцевой области разрядной трубки объемные процессы гибели возбужденного состояния преобладают над диффузионным уходом частиц на стенку. Диффузионное устранение частиц существенно лишь вблизи границ плазмы. В этом случае радиальное распределение концентраций n_k (рис. 3) принималось пологим в центральной области, а в пристеночных слоях толщиной Λ_k – круто спадающим до нуля (кроме $k = 1$ и $k = 9$).

При $(r_2 - r_1)/r_1 < 1$ величины Λ_k можно считать одинаковыми около обеих стенок $r = r_1$ и $r = r_2$. Такие же радиальные распределения задаются и

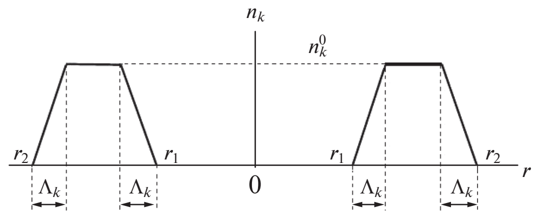

Рис. 3. Модельное радиальное распределение концентраций частиц в кольцевом рабочем объеме разрядной камеры.

для концентраций заряженных частиц n_{Cu^+}, n_{Ne^+}, n_e со своими значениями Λ_{Cu^+}, Λ_{Ne^+}, Λ_e (см. ниже). Принимаем, аналогично [16], что в центральной части кольцевого объема $\mathrm{grad}(n_k) \approx 0$ и $\Delta n_k \approx 0$, а в пристеночных слоях:

$$\mathrm{grad}(n_k) \sim \frac{n_k^0(t)}{\Lambda_k(t)}, \tag{5}$$

$$D_k \Delta n_k = D_k \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial n_k}{\partial r}\right) \sim D_k \frac{n_k^0(t)}{\Lambda_k^2(t)}. \tag{6}$$

Здесь $n_k^0(t)$ – концентрация возбужденных частиц в центральной части объема, которую с учетом принятой формы профиля концентраций можно связать со средней по объему концентрацией

$$\langle n_k\rangle \approx n_k^0\left(1 - \frac{\Lambda_k}{(r_2 - r_1)}\right). \tag{7}$$

Осреднение по кольцевому объему разрядной коаксиальной камеры выражений (6), описывающих диффузию n_k в уравнениях баланса частиц, дает

$$\langle D_k \Delta n_k\rangle \approx D_k \frac{\langle n_k\rangle}{(r_2 - r_1)\Lambda_k} f_k, \tag{8}$$

где

$$f_k = 2\left(1 - \frac{\Lambda_k}{(r_2 - r_1)}\right)^{-1}. \tag{9}$$

Геометрический фактор f_k изменяется от двух при $\Lambda_k/(r_2 - r_1) \ll 1$ до четырех при $\Lambda_k \approx 0.5(r_2 - r_1)$.

В (5)–(9) величины $\Lambda_k(t)$ (см) приближенно определяются по аналогии с [16] как характерное расстояние от стенки, на котором скорости диффузного ухода атомов уравниваются со скоростью их гибели за счет объемных процессов. Приравнивая правую часть уравнения (3) (при $r = r_2 - \Lambda_k$ или $r = r_1 + \Lambda_k$) к выражению (6), получим

$$\Lambda_k \approx \sqrt{D_k}\Big/\sqrt{n_e^0\left(\sum_{i\neq k} q_{ki} + q_k^{\mathrm{ion}}\right) + \sum_{i<k} A_{ki}^* + B_{\mathrm{gr}}\rho_{\mathrm{gr}}\alpha_{\mathrm{gr}}\,\delta_k^{\mathrm{gr}} + B_{\mathrm{yel}}\rho_{\mathrm{yel}}\alpha_{\mathrm{yel}}\delta_k^{\mathrm{yel}} + q^{\mathrm{pen}} n_1\delta_k}. \tag{10}$$

Под корнем в числителе и знаменателе величины n_k^0 сократились; в качестве концентрации электронов n_e^0 (в центральной части объема) подставляем, согласно (7), приближенные значения $n_e^0 \approx 1.5\langle n_e\rangle$ (см. ниже). В качестве остальных величин под корнем в (10) подставляются их средние по объему значения (знак осреднения опускаем).

Детально рассмотрим вопрос также об осреднении в уравнениях баланса (2), (3) членов $A_{ki}^* n_k$. Реабсорбция спонтанного излучения учитывается методом эффективного времени жизни [13, 14]. В этом методе величина A_{ki}^* представляется в виде $A_{ki}\theta_{ki}$, поэтому можно записать

$$\langle A_{ki}^* n_k\rangle \approx A_{ki}\langle\theta_{ki}\rangle\langle n_k\rangle\alpha = A_{ki}^{\mathrm{ef}}\langle n_k\rangle.$$

Здесь A_{ki} – вероятность спонтанного излучения; $\theta_{ki}(x, k_0(x)h)$ – вероятность вылета фотона из точки x объема, занимаемого плазмой [13]; $k_0(x)$ – коэффициент поглощения в центре спектральной линии излучения; h – характерная толщина слоя плазмы. Обычно коэффициент осреднения α полагается равным единице, а вместо $\langle\theta_{ki}\rangle$ подставляется $\theta_0 = \theta_{ki}(0, k_0(0)h)$ – вероятность вылета фотона из середины ($x = 0$) слоя плазмы. Известные выражения θ_0 для плазмы с однородным поглощением ($k_0(x) = \mathrm{const}$) представлены в ряде работ [13, 14]. Поскольку величина θ_{ki} в центре объема обычно много меньше единицы, а вблизи стенки порядка единицы, то значение $\langle\theta_{ki}\rangle\alpha$ могут заметно отличаться от значений θ_0, что может существенно занизить величину $\langle A_{ki}^* n_k\rangle$. В данной расчетной модели были использованы новые, полученные в [17], выражения $\theta_{ki}(x, k_0(x)h)$ для неоднородной плазмы ($k_0(x) \neq \mathrm{const}$) и формулы, аппроксимирующие численные значения $Q_{ki}^{\mathrm{ef}} = \langle\theta_{ki}\rangle\alpha$ и, соответственно, $A_{ki}^{\mathrm{ef}} = A_{ki}Q_{ki}^{\mathrm{ef}}$ для различных модельных зависимостей $n_k(r)$ и $k_0(r)$. Подробная информация по этим формулам и необходимые для расчета таблицы коэффициентов представлены также в [4] (Приложение П7).

Для остальных членов в уравнениях баланса (2), (3) коэффициенты осреднения полагаем порядка единицы. Окончательно, баланс для осредненных по объему концентраций возбужденных атомов ($k = 2-8$ и $k = 10$, 11) принимает вид (знак осреднения опускаем)

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_k}{\partial t} &= \Bigg[\sum_{i\neq k}(n_i q_{ik} - n_k q_{ki}) + q_k^{\mathrm{rec}} n_e n_k^+ + \\ &+ q_k^{\mathrm{fr}} n_k^+ - n_k q_k^{\mathrm{ion}}\Bigg] n_e - \sum_{i<k} A_{ki}^{\mathrm{ef}} n_k + \sum_{i>k} A_{ik}^{\mathrm{ef}} n_i - \\ &- B_{\mathrm{gr}}\rho_{\mathrm{gr}}\alpha_{\mathrm{gr}}\left(n_5 - \frac{g_5}{g_2}n_2\right)\delta_k^{\mathrm{gr}} - B_{\mathrm{yel}}\rho_{\mathrm{yel}}\alpha_{\mathrm{yel}} \times \\ &\times \left(n_4 - \frac{g_4}{g_3}n_3\right)\delta_k^{\mathrm{yel}} - q^{\mathrm{pen}} n_1 n_k \delta_k - \frac{n_k D_k f_k}{\Lambda_k (r_2 - r_1)}.\end{aligned} \quad (11)$$

В правой части (11) индекс i варьируется от 1 до 11 с учетом ограничений, указанных под знаками сумм. Коэффициенты диффузии D_k (см^2/с) возбужденных атомов меди и неона [4, 18] оказались примерно равными и вычислялись по аппроксимирующей формуле

$$D_k = 2.82\times 10^3 (T_g/1273)^{1.7}/P_{\mathrm{Ne}}.$$

Для расчета концентрации атомов меди и неона в основном состоянии $k = 1$ и $k = 9$ можно использовать закон сохранения полного числа тяжелых частиц в замкнутом объеме и записать алгебраические выражения (для средних по объему значений концентраций)

$$\begin{aligned}n_1 &= 1.95\times 10^{23}\frac{T_w}{T_g}\exp(-33160/T_w) - \\ &- \sum_{k=2}^{8} n_k - n_{\mathrm{Cu^+}} - np,\end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}n_9 &= 0.966\times 10^{19}(P_{\mathrm{Ne}}/T_g) - \\ &- n_{10} - n_{11} - n_{\mathrm{Ne^+}} - 2n_m^+.\end{aligned} \quad (13)$$

В (12) первый член справа определяет концентрацию меди n_{Cu} (в см$^{-3}$) возле стенки, равновесную с температурой T_w (К) и пересчитывается в объеме трубки по температуре смеси T_g (К) [4]. Концентрация томов меди верхнего блока $np = np1 + np2$ (см$^{-3}$) (рис. 2) представляет собой сумму водородоподобных уровней атома меди, сходящихся к континуумам с границей $J_{\mathrm{Cu}} = 7.726$ эВ и $J'_{\mathrm{Cu}} = 10.6$ эВ и рассчитывается по формуле Саха–Больцмана (см., например, в [13, 19, 20]). В (13) n_m^+ (в см$^{-3}$) – концентрация молекулярных ионов неона (см. ниже).

Баланс концентраций атомарных и молекулярных ионов. При осреднении по объему кольцевой разрядной камеры балансных уравнений концентраций заряженных частиц, средние значения $\langle n_{\mathrm{Cu^+}}\rangle$, $\langle n_{\mathrm{Ne^+}}\rangle$ и значения в центре объема $n^0_{\mathrm{Cu^+}}$, $n^0_{\mathrm{Ne^+}}$ связываются соотношениями, аналогичными (7). В общем случае необходимо рассматривать три коэффициента амбиполярной диффузии отдельно для электронов D_a^e и для ионов $D_a^{\mathrm{Cu^+}}$, $D_a^{\mathrm{Ne^+}}$, связанных соотношением [15]

$$D_a^e \approx \left(\frac{n_{\mathrm{Cu^+}}}{n_e}D_a^{\mathrm{Cu^+}} + \frac{n_{\mathrm{Ne^+}}}{n_e}D_a^{\mathrm{Ne^+}}\right).$$

Здесь коэффициенты амбиполярной диффузии для ионов определяются как обычно через коэффициенты диффузии ионов меди $D_{\mathrm{Cu^+}}$ и неона $D_{\mathrm{Ne^+}}$:

$$D_a^{\mathrm{Cu^+,Ne^+}} \approx D_{\mathrm{Cu^+,Ne^+}}\left(1 + 1.16\times 10^4 T_e/T_g\right).$$

Величину $D_{\mathrm{Cu^+}}$ (см^2/с), согласно [15], можно представить в виде

$$D_{\mathrm{Cu^+}} \approx 8.62\times 10^{-3} T_g^2 P_{\mathrm{Ne}}^{-1}\left(\sqrt{\chi\mu}\right)^{-1}.$$

Здесь $\chi \approx 2.75$ – поляризуемость неона, $\mu = 15.2$ – приведенная масса. Анализ данных [15] по подвижностям в неоне показал, что значения $D_{\mathrm{Cu^+}}$ близки к значениям $D_{\mathrm{Ne^+}}$. При этих условиях балансы для осредненных по объему концентраций ионов с учетом выражений (8) принимают вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_{\mathrm{Cu^+}}}{\partial t} &= \sum_{k=1}^{8} n_k q_k^{\mathrm{ion}} n_e + q^{\mathrm{pen}}(n_{10} + n_{11})n_1 + \\ &+ n_1 n_{\mathrm{Ne^+}} q^{\mathrm{rech}} - n_e^2 n_{\mathrm{Cu^+}} \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{rec}} - \\ &- n_{\mathrm{Cu^+}} n_e \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{fr}} - \frac{n_{\mathrm{Cu^+}} D_a^{\mathrm{Cu^+}} f_{\mathrm{Cu^+}}}{\Lambda_{\mathrm{Cu^+}}(r_2 - r_1)},\end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_{\mathrm{Ne^+}}}{\partial t} &= \sum_{k=9}^{11} n_e n_k q_k^{\mathrm{ion}} - n_e^2 n_{\mathrm{Ne^+}} \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{rec}} - \\ &- n_e n_{\mathrm{Ne^+}} \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{fr}} - n_{\mathrm{Ne^+}} n_9^2 q^{\mathrm{con}} - \\ &- n_1 n_{\mathrm{Ne^+}} q^{\mathrm{rech}} - \frac{n_{\mathrm{Ne^+}} D_a^{\mathrm{Ne^+}} f_{\mathrm{Ne^+}}}{\Lambda_{\mathrm{Ne^+}}(r_2 - r_1)},\end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial n_m^+}{\partial t} = n_{\mathrm{Ne^+}} n_9^2 q^{\mathrm{con}} - n_m^+ n_e q^{\mathrm{dis}}. \quad (16)$$

Здесь q^{rech} (см^3/с), q^{con} (см^6/с), q^{dis} (см^3/с) – константы скорости перезарядки, конверсии и диссоциативной рекомбинации. В (16) диффузией молекулярных ионов пренебрегаем. В уравнениях (14), (15) величины $\Lambda_{\mathrm{Cu^+}}$ и $\Lambda_{\mathrm{Ne^+}}$ определяются как характерные расстояния от стенок, на которых скорости амбиполярного диффузионного устранения ионов сравниваются со скоростью их гибели за счет объемных процессов (рекомбинации) и рассчитываются по формулам

$$\Lambda_{\mathrm{Cu}^+} \approx \sqrt{D_a^{\mathrm{Cu}^+}} \Bigg/ \sqrt{\left(n_e^0\right)^2 \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{rec}} + n_e^0 \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{fr}}},$$

$$\Lambda_{\mathrm{Ne}^+} \approx \frac{\sqrt{D_a^{\mathrm{Ne}^+}}}{\sqrt{\left(n_e^0\right)^2 \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{rec}} + n_e^0 \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{fr}} + n_9^2 q^{\mathrm{con}} + n_1 q^{\mathrm{rech}}}},$$

где $n_e^0 \approx 1.5\langle n_e\rangle$. Эти же значения Λ_{Cu^+} и Λ_{Ne^+} подставляются в формулу (9) (вместо Λ_k) для вычисления геометрических факторов f_{Cu^+} и f_{Ne^+}, входящих в уравнения (14), (15). Для определения характерной величины спада электронной концентрации возле стенки можно воспользоваться соотношением

$$\Lambda_e \approx \sqrt{D_a^e} \Bigg/ \sqrt{\left(n_e^0\right)\left(n_{\mathrm{Cu}^+}^0 \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{rec}} + n_{\mathrm{Ne}^+}^0 \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{rec}}\right) + n_{\mathrm{Cu}^+}^0 \sum_{k=1}^{8} q_k^{\mathrm{fr}} + n_{\mathrm{Ne}^+}^0 \sum_{k=9}^{11} q_k^{\mathrm{fr}} + n_m^+ q^{\mathrm{dis}}}. \quad (17)$$

Концентрация электронов (средняя по объему) находится из соотношения

$$n_e = n_{\mathrm{Ne}^+} + n_{\mathrm{Cu}^+} + n_m^+.$$

Баланс энергии электронов. В гидродинамическом приближении, пренебрегая вязкой диссипацией, баланс энергии электронов можно записать [16, 20]:

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{3}{2} n_e \mathbf{u}_e \nabla T_e + \operatorname{div} \mathbf{q}_e + n_e T_e \operatorname{div} \mathbf{u}_e = w_{\mathrm{fri}}^e - w_{\mathrm{el}} + w_{\mathrm{inel}}. \quad (18)$$

В левой части (18) $\mathbf{q}_e$ – вектор плотности потока тепла электронов, $\mathbf{u}_e$ – направленная скорость электронов. В правой части

$$w_{\mathrm{fri}}^e = n_e \sum_a \nu_{ea} m_e \left(\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_a\right)^2 \approx \frac{j^2}{\sigma} \quad (19)$$

– удельная мощность нагрева свободных электронов в результате взаимного трения потока электронов с тяжелыми частицами (ионами), движущимися с направленной скоростью $\mathbf{u}_a$. Учитывая, что в рассматриваемых условиях $|\mathbf{u}_e| \gg |\mathbf{u}_a|$ плотность электрического тока $\mathbf{j} \approx -en_e\mathbf{u}_e$, величину w_{fri}^e в (19) можно выразить через плотность тока и проводимость плазмы $\sigma = e^2 n_e \big/ \left(m_e \sum_a \nu_{ea}\right)$. Здесь e, m_e – заряд и масса электрона; $\sum_a \nu_{ea} = \nu_{e\mathrm{Cu}} + \nu_{e\mathrm{Cu}^+} + \nu_{e\mathrm{Ne}} + \nu_{e\mathrm{Ne}^+}$ – сумма частот упругих столкновений электронов с атомами и ионами меди и неона. В (18) второй член в правой части

$$w_{\mathrm{el}} = \frac{3}{2} n_e \sum_a æ_{ea} \nu_{ea} \left(T_e - T_a\right) = 1.63 \times 10^{-3} \left(\frac{\nu_{e\mathrm{Cu}} + \nu_{e\mathrm{Cu}^+}}{63.5} + \frac{\nu_{e\mathrm{Ne}} + \nu_{e\mathrm{Ne}^+}}{20}\right) \times \left(T_e - 0.862 \times 10^{-4} T_g\right) n_e$$

– удельная мощность потерь энергии свободных электронов в упругих столкновениях с атомами и ионами; величина $æ_{ea} \approx 2m_e/m_a$, T_a – температуры тяжелых частиц (атомов и ионов) полагаются одинаковыми и равными температуре рабочей смеси T_g, m_a – массы атомов и ионов. Третий член

$$\begin{aligned} w_{\mathrm{inel}} = n_e \sum_k \Bigg[& n_k \sum_i E_{ki} q_{ki} - \left(\varepsilon_k - \frac{3}{2} T_e\right) \times \\ & \times \left(n_k q_k^{\mathrm{ion}} - n_e n_k^+ q_k^{\mathrm{rec}}\right)\Bigg] + q^{\mathrm{rech}} E_{ex}^+ n_1 n_{\mathrm{Ne}}^+ + \\ & + q^{\mathrm{pen}} n_1 \left[\left(E_{10} - J_{\mathrm{Cu}} - \frac{3}{2} T_e\right) n_{10} + \right. \\ & \left. + \left(E_{11} - J_{\mathrm{Cu}} - \frac{3}{2} T_e\right) n_{11}\right] \end{aligned} \quad (20)$$

– удельная мощность, связанная с обменом энергией между свободными электронами и тяжелыми частицами в неупругих столкновениях. В (20) $E_{ki} = E_k - E_i$ (эВ) – энергия возбуждения ($k < i$, $E_{ki} < 0$) или гашения ($k > i$, $E_{ki} > 0$) уровней электронным ударом, $\varepsilon_k = J_k - E_k$ (эВ) – энергия ионизации с уровня k (для блоков см. ниже), $J_{\mathrm{Cu}} = 7.726$ эВ – потенциал ионизации меди.

Уравнение (18), следуя работе [16], можно упростить, подставив известные выражения для направленной скорости электронов $\mathbf{u}_e$ и вектора плотности потока тепла электронов $\mathbf{q}_e$. При этом полагаем, что $\mathbf{u}_e$ является суммой амбиполярной скорости $\mathbf{u}_{\mathrm{am}}$ и токовой скорости $\mathbf{u}_\varphi$ в азимутальном электрическое поле $\mathbf{E}_\varphi$ в разрядной камере ИЛПМ. Плазма неоднородна только в радиальном направлении, так что $\mathbf{E}_\varphi \perp \nabla n_e$, $\mathbf{E}_\varphi \perp \nabla T_e$ и $\mathbf{u}_\varphi \perp \mathbf{u}_{\mathrm{am}}$. Кроме того, $D_a^e \ll D^e$, где D^e – коэффициент диффузии электронов, и $|\mathbf{u}_{\mathrm{am}}| \ll |\mathbf{u}_\varphi| \approx |\mathbf{u}_e|$. В этих условиях, согласно [16, 21], в пристеночном слое толщиной Λ_e, определенном выше, изменение концентрации электронов и ионов определяется амбиполярной диффузией. Непосредственно вблизи стенки образуется более узкий слой толщиной порядка дебаевского радиуса. Вблизи границы плазма–слой $(\nabla T_e/T_e) \ll (\nabla n_e/n_e)$ и граничное условие для T_e можно задавать, полагая на границе $(\nabla T_e)_{\text{гр}} \simeq 0$. Это обусловлено тем, что коэффициент температуропроводности существенно превышает коэффициент амбиполярной диффузии. В [16] осреднение по объему дивергентных членов проводилось для радиального диффузионного профиля концентрации n_e в цилиндрической трубке. В данной работе при интегрировании по сечению кольцевого разрядного объема использованы приближенные выражения (4), (5) для дивергентных членов и выражения (9), (17) для f_e и Λ_e. Однородность T_e учитывалась и при осреднении членов в уравнениях баланса частиц. Окончательно баланс энергии электронов после осреднения приобретает вид (знаки осреднения везде опускаем)

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{0.4\times 10^{19}}{n_e} w_j + \frac{2}{3n_e}\left(w_{\text{inel}} - w_{el}\right) - \\ - \frac{2 f_e D_a^e}{3\Lambda_e (r_2 - r_1)} T_e \left(3 + \ln\left(\frac{\Lambda_e}{D_a^e}\sqrt{\frac{T_e}{m_e}}\right)\right). \tag{21}$$

Здесь в правой части $w_j(t) = \left\langle j_\varphi^2(t) \big/ \sigma(t)\right\rangle_V$ – средняя по объему мгновенная удельная мощность джоулева нагрева (Вт/см^3) свободных электронов (см. ниже); второй член – неупругие и упругие потери энергии электронов. Последний член в правой части (21) – результат осреднения дивергентных членов в исходном уравнении для кольцевой геометрии разрядных камер. Так же как и для цилиндрической камеры [16, 21], он приближенно описывает диффузионное охлаждение электронов и отличается множителями перед D_a^e. Частоты упругих столкновений электронов с атомами меди $\nu_{e\text{Cu}}$ вычислялись по формуле

$$\nu_{e\text{Cu}} \approx n_{\text{Cu}} \langle \sigma_{e\text{Cu}} v_e \rangle_{v_e},$$

где были использованы численные значения транспортного сечения упругого столкновения электрона с атомом меди $\sigma_{e\text{Cu}}$ из [22] и осреднение проводилось по максвелловской функции распределения тепловых (хаотических) скоростей электронов v_e. Частоты упругих столкновений электронов с атомами неона $\nu_{e\text{Ne}}$ и с ионами меди и неона соответственно $\nu_{e\text{Cu}^+}$, $\nu_{e\text{Ne}^+}$ рассчитывались по формулам

$$\nu_{e\text{Ne}} = 1.11\times 10^{11} T_e^{0.166} \sqrt{T_e} P_{\text{Ne}} T_g^{-1}, \tag{22}$$

$$\nu_{en_k^+} = \left(23.4 - 1.15 \lg n_e + 3.45 \lg T_e\right) 0.286 \times \\ \times 10^{-5} n_k^+ T_e^{-1.5}. \tag{23}$$

Формула (22) взята из [23], а (23) из [24].

Таблицы всех используемых в уравнениях (10), (11), (14)–(17), (20) констант q_{ki}, q_k^{ion}, q_k^{rec}, q^{rech}, q_k^{fr}, q^{pen}, q^{con}, q^{dis}, A_{ki}, A_{ki}^{ef}, B_{gr}, B_{yel}, их экспериментальные и расчетные значения и методики расчета для ЛПМ представлены в монографиях [4] (Приложения П2–П5) и [3]. Там же собран материал по константам для лазеров на самоограниченных переходах в парах других металлов – бария, золота, свинца и др.

Развитие спектральной плотности вынужденного излучения ИЛПМ

Уравнения развития спектральных плотностей ρ_{gr} или ρ_{yel} в оптическом резонаторе в нульмерном приближении получаются обычно осреднением по длине резонатора нестационарных уравнений переноса излучения, записанных для двух встречных потоков, распространяющихся вдоль оси резонатора (см., например, [25, 26]):

$$\frac{\partial \rho_{\text{gr}}}{\partial t} = (E_5 - E_2)\times \\ \times\left[\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\beta_{\text{gr}} A_{\text{gr}} n_5 + B_{\text{gr}}\rho_{\text{gr}}\varphi_{\text{gr}}\left(n_5 - \frac{g_5}{g_2} n_2\right)\right]\frac{\ell_{\text{pl}}}{\ell_r} - \rho_{\text{gr}} q_r. \tag{24}$$

Здесь представлено выражение лазерной генерации на зеленой линии, для желтой линии оно полностью аналогично. В (24) $\Omega \approx \pi\left(r_2^2 - r_1^2\right)\big/\ell_r^2$ – телесный угол, в пределах которого распространяется лазерное излучение; ℓ_{pl} (см) – длина активной среды лазера; ℓ_r (см) – расстояние между зеркалами резонатора (см. рис. 1); q_r – декремент затухания энергии излучения в пустом резонаторе. Первый член в квадратных скобках описывает вклад спонтанного ("затравочного") излучения, второй – усиление света в индуцированных переходах. Коэффициенты φ_{gr}, β_{gr} (или φ_{yel}, β_{yel} в аналогичном выражении для желтой линии генерации) и выше в (11) коэффициенты α_{gr}, α_{yel} учитывают конечность ширины спектральных линий. Их значения зависят от распределения интенсивности по частоте в контуре линии лазерного излучения $S_{\text{las}}(\nu)$ и в контуре поглощения спектральной линии $S_{\text{ab}}(\nu)$ [26] (для зеленой или желтой линии генерации). Опуская индексы gr и yel, запишем

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{las}}(\nu) S_{\text{ab}}(\nu) d\nu, \quad \beta = S_{\text{las}}\left(\nu_0^{\text{las}}\right) \int_{\Delta\nu_{\text{las}}} S_{\text{ab}}(\nu) d\nu, \\ \alpha = \varphi \big/ S_{\text{las}}\left(\nu_0^{\text{las}}\right),$$

где $\Delta\nu_{\text{las}}$, ν_0^{las} – соответственно ширина контура линии генерации лазерного излучения и частота в середине этого контура. В условиях ЛПМ ширина $\Delta\nu_{\text{las}}$ близка к $\Delta\nu_{\text{ab}}$ – ширине линии поглощения, при этом образования продольных мод резонатора не наблюдается. На основании экспериментальных и расчетных данных из [4, 27, 28] по контурам этих линий вычислены средние по длительности импульса генерации значения для всех указанных коэффициентов, которые можно использовать в расчетах ЛПМ и ИЛПМ (при $T_g \approx 2100-4000$ K).

Для зеленой линии генерации ЛПМ ($\lambda = 0.51$ мкм): $\varphi_{gr} \approx 1.17 \times 10^{-10}$ с, $\beta_{gr} \approx 1.7 \times 10^{-10}$ с, $\alpha_{gr} \approx 0.6$, $\Delta\nu_{las} \approx 5300$ МГц; для желтой линии ЛПМ ($\lambda = 0.578$ мкм): $\varphi_{yel} \approx 0.95 \times 10^{-10}$ с, $\beta_{yel} \approx 1.8 \times 10^{-10}$ с, $\alpha_{yel} \approx 0.24$, $\Delta\nu_{las} \approx 1300$ МГц.

В уравнении (24) при сильно несимметричном резонаторе ($R_1 \approx 1-0.3 \gtrsim R_2 \gtrsim 0$), согласно [26], декремент q_r может быть представлен в виде

$$q_r = \frac{2c}{\ell_r}\frac{(1-R_2)}{(1+R_1)}.$$

Здесь c – скорость света; R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал. При $R_1 \approx 1$, $R_2 \approx 0$ (ЛПМ с одним глухим зеркалом) это выражение дает правильное значение декремента $q_r \approx c/\ell_r$, равное обратной величине характерного времени ухода излучения из резонатора через один торец. Отметим, что в силу заданной геометрии разрядной камеры с центральной вставкой (см. рис. 1) возможно использование только плоских зеркал.

Мощность излучения лазера $W_{las}(t)$, выходящего из оптического резонатора через одно или оба зеркала, как известно:

$$W_{las}(t) = q_r \rho(t) \Delta\nu_{las} F \ell_r,$$

где F – площадь сечения лазерного пучка на выходных зеркалах.

Эффективные константы для блоков возбужденных уровней атомов

Концентрация n_k какого-либо блока уровней (рис. 2) равна сумме отдельных концентраций n_{ks} возбужденных частиц в блоке. Предполагается больцмановское распределение заселенностей уровней внутри блоков. При таком подходе уравнения баланса концентраций для блоков по форме полностью совпадают с аналогичными уравнениями для концентраций одиночных уровней (11). Блок рассматривается как некий эффективный уровень со своей эффективной энергией возбуждения, ионизации и эффективными константами заселения, расселения, спонтанного распада и т.п. [13].

Эффективные константы скорости возбуждения ($k < i$) электронным ударом и девозбуждения ($k > i$) блоков определяются как

$$q_{ki} = \sum_s \left(g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \sum_m q_{ks\,im} \right) \left[\sum_s g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \right]^{-1}.$$

Здесь $q_{ks\,im}$ – прямая или обратная константа скорости возбуждения электронным ударом при переходе с отдельного уровня s блока k на уровень m блока i; g_{ks} и E_{ks} – статистические веса и энергии отдельных уровней блока.

Эффективные константы скорости ионизации $q_k^{\rm ion}$, тройной рекомбинации $q_k^{\rm rec}$ и фоторекомбинации $q_k^{\rm fr}$ блоков рассчитываются как

$$q_k^{\rm ion} = \sum_s \left[q_{ks}^{\rm ion} g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \left(\sum_s g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \right)^{-1} \right],$$
$$q_k^{\rm rec} = \sum_s q_{ks}^{\rm rec}, \quad q_k^{\rm fr} = \sum_s q_{ks}^{\rm fr},$$

где $q_{ks}^{\rm ion}$, $q_{ks}^{\rm rec}$, $q_{ks}^{\rm fr}$ – соответственно константы для отдельных уровней в блоке.

Эффективная энергия перехода с блока k на блок i и энергия ионизации блока k определяются по формулам

$$E_{ki} = \sum_s \left[g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \sum_m (E_{ks} - E_{im}) q_{ks\,im} \right] \Bigg/ \Bigg/ \left[\sum_s \left(g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \sum_m q_{ks\,im} \right) \right],$$
$$\varepsilon_k = \sum_s \left(\varepsilon_{ks} g_{ks} q_{ks}^{\rm ion} e^{-E_{ks}/T_e} \right) \times \times \left[\sum_s \left(g_{ks} q_{ks}^{\rm ion} e^{-E_{ks}/T_e} \right) \right]^{-1},$$

где $\varepsilon_{ks} = J_k - E_{ks}$ (эВ) – энергия ионизации с отдельного уровня, J_k – потенциал ионизации меди или неона. Для $k = 1-8$ берется $J_k = J_{\rm Cu} = 7.726$ эВ при $E_{ks} < 7.726$ эВ. При $E_{8s} > 7.726$ эВ подставляем $J'_{\rm Cu} = 10.6$ эВ; при $k = 9$, 10, 11 $J_k = 21.56$ – потенциал ионизации неона.

Эффективная вероятность спонтанного перехода между блоками определена как

$$A_{ki}^{\rm ef} = \sum_s \left(g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \sum_m A_{ks\,im}^{\rm ef} \right) \Bigg/ \left[\sum_s g_{ks} e^{-E_{ks}/T_e} \right],$$

где $A_{ks\,im}^{\rm ef}$ – эффективные вероятности спонтанных переходов между отдельными уровнями s и m (с учетом реабсорбции).

УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ИНДУКЦИОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ И ЗАКОН ОМА В ПЛАЗМЕ ИЛПМ

Упрощенно электрическая схема индукционного возбуждения может быть представлена в виде трансформатора (без сердечника), в котором роль первичной обмотки играет индуктор (соленоид). Роль вторичной обмотки – плазменный “толстый” виток (рис. 4). Накопительная емкость C, заряженная до начального напряжения $U_c(0)$, замыкается через ключ на индуктор. В результате в кольцевой камере возникают свободные затухающие колебания вихревого электрического поля и азимутального тока накачки.

На рис. 4 L_{ind}, J_{ind} и R_{ind} – индуктивность индуктора, полный ток и омическое сопротивление первичной цепи; L – индуктивность участка цепи, включающей емкость и ключ; L_{pl}, J_{pl} и $R_{\text{pl}}(t)$ – индуктивность, полный ток и быстро меняющееся сопротивление плазменного "витка". Значения L_{ind}, L_{pl} и взаимная индуктивность M вычислялись по известным формулам [29] с учетом геометрии проводников. Коэффициент трансформаторной связи находился по соотношению $K_r = M\big/\sqrt{L_{\text{ind}}L_{\text{pl}}}$. Электрическое сопротивление ключа $R_{\text{key}}(t)$ описывалось модельной функцией, позволявшей задавать как время коммутации, так и джоулевы потери в ключе. Частота f_{tr} свободных колебаний тока в основном определяется параметрами первичной цепи L_{ind}, L и C, а затухание колебаний – сопротивлением плазмы $R_{\text{pl}}(t)$ и R_{ind}. В рассматриваемых условиях работы ИЛПМ f_{tr} лежит в области высоких частот. В этом случае лучше использовать нестационарный обобщенный закон Ома [16, 19], связывающий плотность тока $\mathbf{j}$ и электрическое поле $\mathbf{E}$ в условиях неравновесной, слабоионизованной плазмы:

$$\mathbf{j}(r,t) = \sigma\mathbf{E}(r,t) + \tau_{ea}\frac{\partial\mathbf{j}(r,t)}{\partial t} + \tau_{ea}\mathbf{j}(r,t)\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial t}. \quad (25)$$

Здесь $\tau_{ea} = 1\big/\sum_a \nu_{ea}$ – характерное время пробега электронов в упругих столкновениях. В (25) пренебрегается градиентными членами, пондеромоторной силой и плазма полагается неподвижной. Отметим, что в случае, когда σ, n_e и τ_{ea} не зависят от времени и однородны, а поле $\mathbf{E}$ есть заданная гармоническая функция с частотой ω (вынужденные колебания), уравнение (25) сводится к известному алгебраическому выражению для $\mathbf{j}$, $\mathbf{E}$ и высокочастотной проводимости, зависящей от соотношения величин τ_{ea} и ω [30]. Но такие условия в ИЛПМ не выполняются, $\mathbf{E}$ не является заданной функцией. Электрическое сопротивление плазмы довольно быстро изменяется во время короткого (~150 нс) импульса возбуждения, что связано с зависимостью σ и τ_{ea} от температуры и концентрации электронов (см. ниже).

В правой части (25) последние два члена обусловлены силой инерции свободных электронов плазмы при изменении их скорости дрейфового движения, что можно трактовать как наличие дополнительной сторонней силы [31], действующей на заряды. Учет этой силы приводит к тому, что в уравнении Кирхгофа [32] для вторичной цепи трансформаторной схемы (для плазменного "витка"), появляется дополнительная сторонняя электродвижущая сила $\mathscr{E}$ [31], зависящая от производных тока $dJ_{\text{pl}}(t)/dt$ и эффективного сопротивления

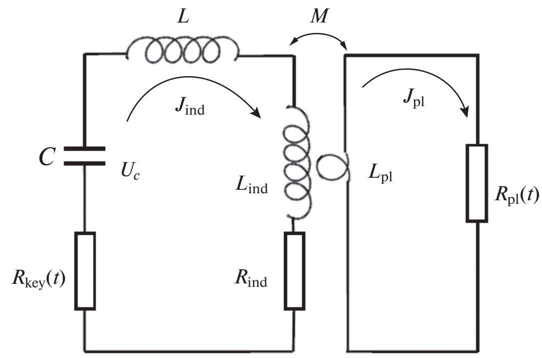

Рис. 4. Электрическая схема генератора импульсов накачки ИЛПМ.

$dR_{\text{pl}}(t)/dt$ (кроме ЭДС самоиндукции и взаимной индукции).

В этом случае систему дифференциальных уравнений, описывающую работу схемы на рис. 4 (двух индуктивно связанных контуров), можно представить в виде

$$U_c = (L + L_{\text{ind}})\frac{dJ_{\text{ind}}}{dt} - \\ - M\frac{dJ_{\text{pl}}}{dt} - J_{\text{ind}}\left(R_{\text{key}}(t) + R_{\text{ind}}\right), \quad (26)$$

$$0 = R_{\text{pl}}J_{\text{pl}} + L_{\text{pl}}\frac{dJ_{\text{pl}}}{dt} - M\frac{dJ_{\text{ind}}}{dt} + \mathscr{E}, \quad (27)$$

$$\frac{dU_c}{dt} = -\frac{J_{\text{ind}}}{C}. \quad (28)$$

Используя (25), можно показать, что приближенно

$$\mathscr{E} \approx \frac{\tau_{ea}}{2J_{\text{pl}}}\frac{d\left(R_{\text{pl}}J_{\text{pl}}^2\right)}{dt}. \quad (29)$$

В (26), (27), (29) азимутальный ток в плазменном "витке" с учетом цилиндрической геометрии определяется как

$$J_{\text{pl}}(t) = \int_S j_{\text{pl}}(r,t)dS.$$

Здесь $j_{\text{pl}} \equiv j_\varphi$, $dS = \ell_{\text{pl}}dr$ – элемент площади поперечного сечения тока $S = (r_2 - r_1)\ell_{\text{pl}}$. Мощность джоулевого тепловыделения $W_{\text{pl}}(t)$ во всем плазменном кольцевом объеме и эффективное сопротивление R_{pl}, определяющие диссипацию электрической энергии в джоулево тепло, представляются в виде [33]

$$W_{\text{pl}}(t) = 2\pi\int_V \frac{j_{\text{pl}}^2(r,t)}{\sigma(r,t)}rdr\ell_{\text{pl}}, \quad R_{\text{pl}}(t) = \frac{W_{\text{pl}}(t)}{J_{\text{pl}}^2(t)}, \quad (30)$$

где интегрирование проводится по объему $V = \pi(r_2^2 - r_1^2)\ell_{\rm pl}$ разрядной камеры. Поэтому среднюю по объему мощность $w_j(t)$ в балансе энергии электронов (21) можно представить как

$$w_j(t) \approx \frac{J_{\rm pl}^2(t)R_{\rm пл}(t)}{V}. \quad (31)$$

В то же время для того, чтобы использовать (30) и (31), необходимо знать радиальную зависимость плотности тока $j_{\rm pl}(r, t)$ и проводимости $\sigma(r, t)$. Детальный обзор работ, посвященных расчету радиального распределения электрических параметров в плазме индукционного разряда, можно найти, например, в [33]. В работе [11] приводятся формулы для расчета $R_{\rm pl}(t)$ применительно к полому металлическому цилиндру с однородной и постоянной проводимостью σ и с любой глубиной проникновения поля δ в проводящую среду. Выражения состоят из сложных комбинаций функций Бесселя. Значения $R_{\rm pl}(t)$, рассчитанные по этим формулам с использованием средних по объему разрядной камеры ИЛПМ значений $\sigma(t)$ в условиях слабого скин-эффекта $\delta \geq (r_2 - r_1)$, лежат в области

$$R_{\rm pl}(t) \approx (2.7\text{–}4.7)2\pi/\sigma(t)\ell_{\rm pl} \approx \approx \pi(r_2 + r_1)/(\sigma(t)S). \quad (32)$$

В численных экспериментах ограничимся использованием соотношений (31), (32), связывающих систему дифференциальных уравнений нульмерной модели плазменных процессов (11), (14)−(16), (21), (24) с системой электротехнических уравнений (26)−(29), описывающих формирование импульсов накачки. Совместное решение этих систем уравнений дает самосогласованные значения всех плазменных и электротехнических искомых величин. Отметим, что совместно решается и тепловая задача. В модель работы ИЛПМ входит специально разработанная методика расчета тепловых параметров рабочего тела и элементов высокотемпературной конструкции лазера [34]. В численных экспериментах последовательно просчитывались десятки импульсов накачки, следующих с заданной частотой f, и находился установившийся по всем параметрам режим работы ИЛПМ. По найденным значениям $f_{\rm tr}$ и σ вычислялась толщина скин-слоя δ [11] и контролировалось выполнение условия $\delta \geq (r_2 - r_1)$. По начальному запасу энергии в накопительной емкости $CU_c^2/2$ оценивалось максимально возможное значение магнитного поля H, создаваемого индуктором. Обычно, оно не превосходило 100−150 эрстед, чему соответствовало максимальное значение параметра Холла для электронов [30] $\beta_e = \tau_{ea}eH/m_ec \lesssim 0.3$, $\beta_e^2 < 0.1$. Поэтому проводимость $\sigma(t)$ можно считать изотропной величиной и пренебрегать влиянием магнитного поля на процессы переноса. В случае невыполнения перечисленных выше условий, ограничивалась область задаваемых исходных параметров. Отметим, что влияние указанных значений магнитных полей на генерацию лазерного излучения вследствие эффекта Зеемана, согласно экспериментальным работам (см. гл. 4 в [4]), оказалось не велико.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

С использованием описанной выше модели ИЛПМ впервые показана возможность генерации лазерного излучения в ЛПМ с накачкой импульсно-периодическим ВЧ-разрядом [5−7], в отличие от электродных ЛПМ, где используется апериодический импульс тока накачки. При этом в численных экспериментах обнаружен ряд новых эффектов – своеобразное поведение кинетических параметров в плазме и разнообразие форм импульсов излучения в зависимости от параметров ВЧ-разряда [7, 35, 36]. Для примера, рассмотрим некоторые результаты расчетов ИЛПМ с объемом кольцевой камеры $V = 1.7$ л ($r_1 = 2.5$ см, $r_2 = 3.5$ см, $\ell_{\rm pl} = 90$ см) с одновитковым индуктором: $K_r \approx 0.53$, $C = 1.5$ нф, $U_c(0) = 35$ кВ, $f \sim 10$ кГц, $f_{\rm tr} \approx 30$ МГц, $T_w = 1823$ K, $n_{\rm Cu} = 1.5 \times 10^{15}$ см$^{-3}$, $P_{\rm Ne} = 250$ Торр, $\ell_r = 130$ см, $R_1 = 0.97$, $R_2 \approx 0.1$. На рис. 5 представлена динамика основных параметров плазмы в период импульса возбуждения ($0 < t \lesssim 125$ нс) и в межимпульсный период релаксации ($1.25 \times 10^{-7} \lesssim t \lesssim 10^{-4}$ с). Из рис. 5а видно, что мгновенная удельная мощность $w_j(t)$ пульсирует с удвоенной частотой тока ~ 60 МГц. Это приводит к значительным пульсациям электронной температуры T_e. Эффективное сопротивление $R_{\rm pl}(t) \sim 1/\sigma(t)$, согласно (32), тоже пульсирует, поскольку проводимость $\sigma(t)$ зависит от T_e. Значительное возрастание $R_{\rm pl}(t)$ на начальном участке ($0 < t \lesssim 30$ нс) связано с резким ростом T_e. Увеличение концентрации электронов не сдерживает рост $R_{\rm pl}(t)$, поскольку $n_e(t)$ нарастает медленно и плавно. Последнее обусловлено тем, что характерные ионизационные времена рабочей смеси существенно больше периода ВЧ-колебаний. Высокую скорость ввода энергии можно объяснить большой крутизной колебаний тока в цуге и значительным увеличением сопротивления плазмы $R_{\rm pl}(t)$. Этими кинетическими эффектами отличается возбуждение лазерной среды индукционным ВЧ-разрядом от возбуждения апериодическим разрядом с большой длительностью переднего фронта импульса тока. В межимпульсный период (рис. 5б), когда происходит остывание электронов и идут рекомбинационные процессы, динамика параметров плазмы примерно такая же, как и в обычном электродном ЛПМ [37, 38].

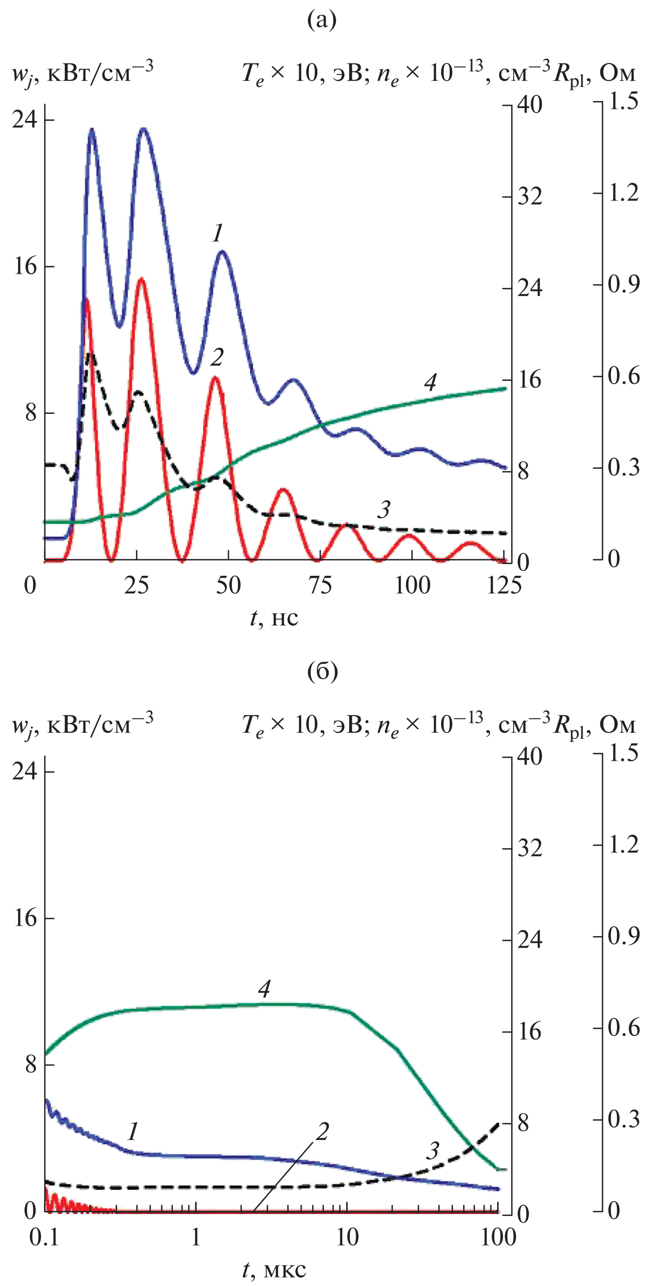

Рис. 5. Динамика параметров плазмы: (а) – период импульса возбуждения ($\tau_{at} \approx 125$ нс), (б) – межимпульсный период; *1* – T_e, *2* – w_j, *3* – R_{pl}, *4* – n_e.

При $10 < t < 100$ мкс концентрация электронов n_e заметно снижается и основной вклад в охлаждение электронов вносят спонтанное излучение и отчасти амбиполярная диффузия. Процесс идет квазистационарно. Отметим, что в период времени $1 < t < 100$ мкс учет в уравнениях (11), (14)–(16) и (21) переноса частиц и энергии электронов на стенки (в нульмерном приближении) вносит заметный вклад в величину предымпульсных значений $n_e(0)$, $n_k(0)$, $T_e(0)$, $R_{pl}(0)$. В период импульса возбуждения $0 < t < 200$ нс роль этих процессов мала по сравнению с объемными процессами (возбуждение и ионизация уровней, джоулев нагрев электронов).

При стандартном наборе исходных задаваемых параметров ИЛПМ, указанных выше, лазерная генерация $W_{las}(t)$ в каждом цуге накачки имела форму одиночного импульса амплитудой свыше

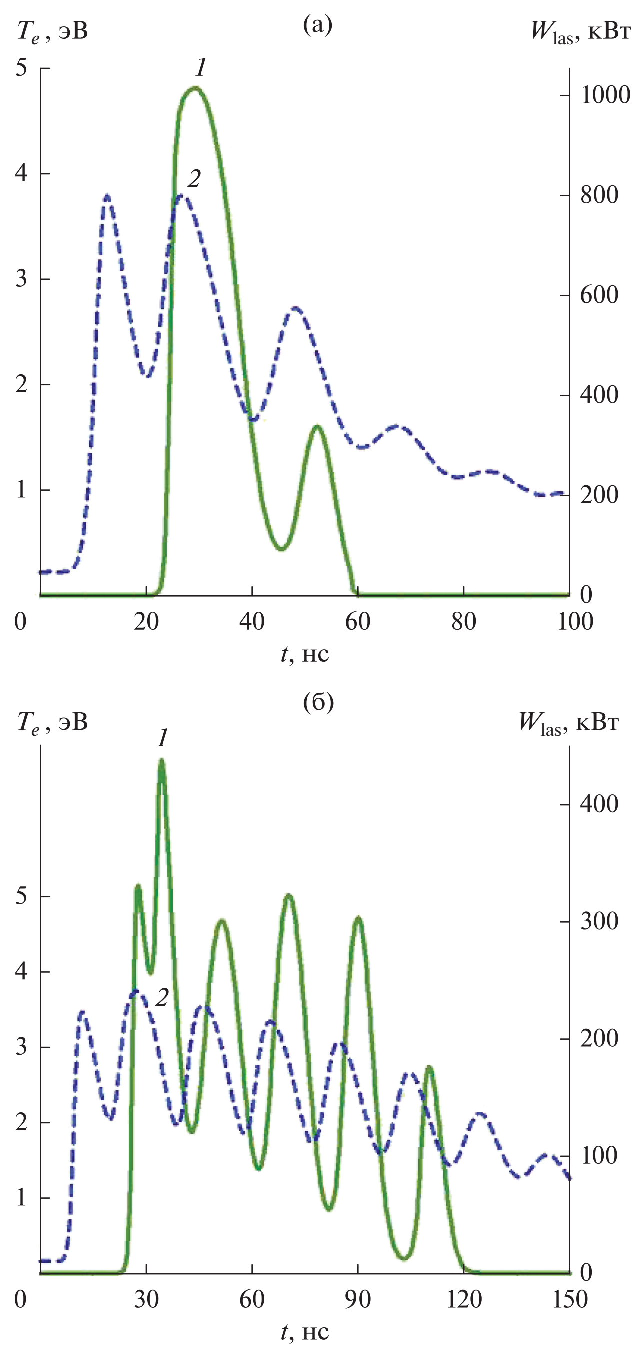

Рис. 6. Динамика $W_{las}(t)$ (*1*) и $T_e(t)$ (*2*): (а) – $f = 10$ кГц, $U_c(0) = 35$ кВ, $R_2 = 0.1$; (б) – $f = 2$ кГц, $U_c(0) = 28$ кВ, $\ell_r = 100$ см, $R_2 = 0.02$.

1 МВт, при этом наблюдаются небольшие специфичные пульсации $W_{las}(t)$, связанные с пульсациями T_e в ВЧ-разряде (рис. 6а). Выходная средняя мощность излучения достигала уровня в 100–160 Вт, что указывает на практическую перспективу таких лазеров.

При средних f_{tr} ~ 20–50 МГц, низких частотах f < 2–3 кГц, напряжениях $U_c(0)$ < 30 кВ генерация ИЛПМ $W_{las}(t)$ приобретала своеобразную форму в виде "гребенки" регулярных пульсаций излучения с частотой $2f_{tr}$ (рис. 6б). С увеличением f_{tr} свыше 70–80 МГц пульсации T_e и $W_{las}(t)$ практически сглаживались.

При малых f_{tr} ~ 10 МГц пульсации T_e возрастали и "гребенка" распадалась на два–три отдельных импульса излучения. Детально эти эффекты и динамика кинетических параметров плазмы представлены в численных экспериментах [35, 36]. Отметим, что такая форма импульсов генерации неспецифична для обычных ЛПМ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснована и представлена модель кинетики плазменных процессов в индукционном импульсно-периодическом ВЧ-разряде, возбуждающем рабочую среду лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов. Рассмотрен вариант нульмерного приближения балансов концентраций возбужденных атомов и энергии электронов применительно к кольцевой геометрии разрядной камеры. Модель учитывает упругие, неупругие и радиационные процессы. Представлены выражения, описывающие диффузионное охлаждение электронного газа и диффузию атомов в кольцевой геометрии. Модель позволяет рассчитать основные физические параметры плазмы и выходные характеристики ИЛПМ, выявить ряд тонких эффектов. Разработка физической модели ИЛПМ и проведение численных экспериментов актуальны для оценки перспективы создания таких лазеров и их практического применения.

Автор выражает благодарность В.М. Батенину за поддержку и участие в работе по этой теме, а также за полезное обсуждение данной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Исследование импульсных газовых лазеров на атомных переходах. В сб. Импульсные газоразрядные лазеры на переходах атомов и молекул. М.: Наука, 1975. (Тр. ФИАН. 1975. Т. 81. 3 с.).
2. *Little C.E.* Metall Vapor Lasers: Physics, Engineering, and Applications. Chichester (UK): J. Wiley and Sons Ltd., 1999. 620 p.
3. *Batenin V.M., Buchanov V.V., Boichenko A.M., Kazaryan M.I., Klimovskii I.I., Molodykh E.I.* High Brightness Metal Vapor Lasers. V. 1. Physical Fundamentals and Mathematical Models. Boca Raton: CRC Press, 2016. 600 p.
4. *Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. Т. 2 / Под ред. Батенина В.М. М.: Физматлит, 2011. 610 с.
5. *Маликов М.М., Казарян М.А., Карпухин В.Т.* О возможности эффективной накачки лазеров на парах меди импульсно-периодическим индукционным разрядом // Краткие сообщения по физике. 2015. Т. 42. № 5. С. 28.
6. *Батенин В.М., Казарян М.А., Карпухин В.Т., Лябин Н.А., Маликов М.М.* Конструктивные и физические особенности индукционных коаксиальных лазеров на парах меди // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 11. С. 1013.
7. *Batenin V.M., Kazaryan M.A., Karpukhin V.T., Malikov M.M.* Copper Vapor Laser Pumped by Pulse-periodic High-frequency Discharge // High Temperature. 2017. V. 55. № 5. P. 678.
8. *Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин В.Н.* Лазерная прецизионная микрообработка материалов. М.: Физматлит, 2017. 416 с.
9. *Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Торгаев С.Н., Тригуб М.В., Шиянов Д.В.* Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов. Томск: STT, 2016. 246 с.
10. *Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н.* О возможностях визуализации при моделировании воздушных смерчей // ТВТ. 2010. Т. 48. № 4. С. 617.
11. Установки индукционного нагрева / Под ред. Слухоцкого А.Е. Л.: Энергоиздат, 1981.
12. *Директор Л.Б., Маликов М.М.* Физическая модель и методика расчета параметров лазера на парах меди. Препринт № 5-249. М.: ИВТАН, 1988. 52 с.
13. *Биберман Л.М., Воробьёв В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
14. *Биберман Л.М.* Приближенный способ учета диффузии резонансного излучения // ДАН СССР. 1948. Т. 59. № 4. С. 659.
15. *Хастед Дж.* Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965.
16. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
17. *Директор Л.Б., Маликов М.М., Фомин В.А.* Реабсорбция излучения неоднородной низкотемпературной плазмы // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 1. С. 28.
18. *Кошинар М., Крюков Н.А., Редько Т.П.* Диффузия атомов меди в инертных газах // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50. № 1. С. 62.
19. *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физики плазмы. М.: Атомиздат, 1964.
20. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
21. *Жилинский А.П., Ливенцева И.Ф., Цендин Л.Д.* Баланс энергии электронного газа в низкотемпературной слабоионизованной плазме // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 2. С. 304.
22. *Scheibner K.F., Hazi A.U., Henry R.J.W.* Electron-impact Excitation Cross Sections for Transitions in Atomic Copper // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. № 11. P. 4869.

23. *Baille P., Chang J.-S., Claude A., Hobson R.M., Ogram G.L., Yau A.W.* Effective Collision Frequency of Electrons in Noble Gases // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. 1485.
24. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы. Т. 1 / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Госатомиздат, 1963.
25. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Степанова Б.И. Минск: Наука и техника, 1968. Т. 2. С. 184.
26. *Жидков А.Г., Протопопов С.В., Середа О.В., Терских А.О., Яковленко С.И.* Формирование светового потока в лазерных системах // Тр. ФИАН. 1989. Т. 21. С. 116.
27. *Исаев А.А.* Спектральный состав индуцированного излучения импульсного лазера на парах меди // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 3. С. 599.
28. *Батенин В.М., Климовский И.И., Морозов А.В., Селезнева Л.А.* Спектральный состав индуцированного излучения лазера на парах меди и его временная эволюция // ТВТ. 1979. Т. 17. № 3. С. 483.
29. *Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А.* Расчет индуктивностей. Л.: Энергия, 1970.
30. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. 3-е изд. М.: Интеллект, 2009. 736 с.
31. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976.
32. *Попов В.П.* Основы теории цепей. М.: Высшая школа, 2007.
33. *Дресвин С.В.* Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. Л.: Энергоатомиздат, 1991.
34. *Директор Л.Б., Карпухин М.Т., Маликов М.М.* Теплофизическая модель лазеров на парах металлов с разрядными камерами цилиндрической и коаксиальной геометрии // ТВТ. 2014. Т. 52. № 3. С. 442.
35. *Батенин В.М., Карпухин В.Т., Маликов М.М., Менделеев В.Я., Казарян М.А., Захарян Р.А., Лябин Н.А.* Особенности излучения лазера на парах меди, возбуждаемого импульсно-периодическим ВЧ-разрядом // Краткие сообщения по физике. 2018. Т. 45. № 6. С. 11.
36. *Batenin V.M., Kazaryan M.A., Karpukhin V.T., Malikov M.M.* Dependence of Induction Copper Vapor Laser Radiation on the Parameters of RF Discharge and the Optical Cavity // Laser Phys. 2019. V. 29. № 8. P. 5002.
37. *Директор Л.Б., Маликов М.М.* Баланс энергии электронов и возбужденных атомов в плазме лазера на парах меди // ТВТ. 1989. Т. 27. № 5. С. 1036.
38. *Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А.* Баланс энергии электронов в послесвечении лазеров на парах металлов // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 11. С. 2343.