

УДК 621.375.826

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ НАКАЧКИ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ МЕДИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ИНДУКЦИОННЫМ РАЗРЯДОМ

М. М. Маликов¹, М. А. Казарян², В. Т. Карпунин¹

Численным методом исследован процесс возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. Представлены первые результаты расчётов, приведен анализ физических условий и конструктивных параметров, при которых накачка ЛПМ индукционным разрядом может быть реализована.

Ключевые слова: лазер на парах меди, индуктор, трансформатор, индукционный разряд, численное моделирование, лазерная кинетика.

Введение. Применение новых способов возбуждения активной среды лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов может способствовать решению основной проблемы, связанной с увеличением их мощности, эффективности и ресурса работы. В ряде публикаций [1–3] давно предлагалось использовать импульсно-периодический индукционный разряд трансформаторного типа для возбуждения газовых лазеров. Этот метод успешно применялся в [4–6] для накачки лазеров на атомарных (F, He, Ne, Ar) и молекулярных (N₂, H₂, HF, XeCl, XeF) рабочих средах, в которых физические условия существенно отличаются от условий в ЛПМ. Индукционный метод возбуждения лазера на парах меди впервые был апробирован в экспериментальной работе [7], и хотя лазерная генерация не была достигнута, наблюдалось сильное возрастание интенсивностей линий 510 и 578 нм атома меди. Первые результаты численных экспериментов [8], также свидетельствовали о возможности создания эффективного индукционного ЛПМ. Отметим, что безэлектродный индукционный способ возбуждения, кроме возможных технических преимуществ, представляет интерес и с чисто фундаментальной точки зрения. Например, возникающие в плазме импульсные магнитные поля могут из-

¹ ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kazar@sci.lebedev.ru.

менить спектроскопические и электрические характеристики плазмы разряда. Поэтому весьма актуально проведение как экспериментальных, так и теоретических исследований индукционного метода возбуждения ЛПМ. В данном сообщении приводятся предварительные результаты численного моделирования работы такого лазера. Дан анализ физических условий и конструктивных параметров, при которых возможна реализация ЛПМ с индукционной накачкой.

Физическая модель и постановка задачи. Простейшая конструкция ЛПМ с накачкой импульсно-периодическим индукционным разрядом представлена на рис. 1(а). Накопительная ёмкость C разряжается через ключ на индуктор, представляющий собой сплошной виток, облегающий теплоизоляционный объём и цилиндрическую высокотемпературную трубку с рабочей средой лазера (пары меди и неон). Импульсное магнитное поле индуктора вызывает появление вихревого электрического поля и азимутального тока проводимости в плазме рабочей смеси. При этом индуктор рассматривается как первичная обмотка трансформатора (без сердечника), а плазма как вторичная обмотка. Отличительной чертой ЛПМ от индукционных лазеров, упомянутых выше, является наличие толстой теплоизоляции, которая увеличивает расстояние между плазмой и индуктором, что уменьшает паразитную ёмкость и оправдывает рассмотрение упрощённой схемы трансформатора (с чисто индуктивной связью катушек). С другой стороны, этот же факт приводит к значительному снижению коэффициента связи K_T трансформатора, что негативно сказывается на его работе. Другими особенностями ЛПМ являются: высокая частота следования импульсов (десятки килогерц) и сравнительно низкое предимпульсное сопротивление плазмы ~ 1 Ом·см. Для возникновения инверсной заселённости рабочих уровней требуется очень быстро вводить электрическую энергию в плазму (за время ~ 10 – 100 нс). Температура внутренней стенки разрядной трубки обычно составляет ~ 1500 – 2000 К, давление буферного газа неона 0.1 – 1 атм.

На рис. 1(б) представлена электрическая схема генератора импульсно-периодической индукционной накачки ЛПМ трансформаторного типа. Здесь L_1 и J_1 – индуктивность индуктора и ток в первичной цепи, L_2 и J_2 – индуктивность плазмы и азимутальный ток в ней. Величины L_1 , L_2 и взаимная индуктивность M вычислялись по соответствующим формулам из [9]. Электрическое сопротивление ключа $R_k(t)$ описывалось модельной функцией, позволявшей задавать как время коммутации, так и величину джоулевых потерь в первичной цепи трансформатора. Учитывалось омическое сопротивление R_{ind} индуктора. Задавались начальное напряжение $U_c(0)$ на накопительной ёмкости и индуктивность L цепи ключа.

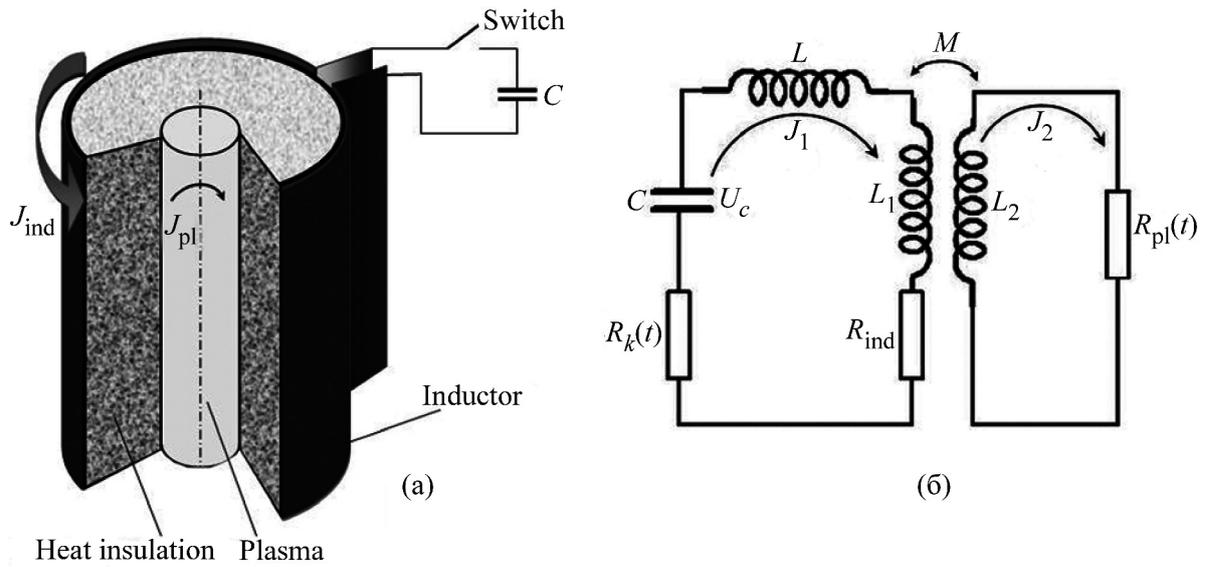


Рис. 1: (а) конструкция ЛПМ с индукционным разрядом, (б) электрическая схема импульсно-периодической индукционной накачки.

Используя известные дифференциальные уравнения трансформатора [10] и законы Кирхгофа, можно записать систему уравнений, описывающую работу схемы на рис. 1(б).

$$\begin{aligned}
 U_c &= (L + L_1) \frac{dJ_1}{dt} - M \frac{dJ_2}{dt} - J_1(R_k(t) + R_{ind}), \\
 0 &= R_{pl}(t)J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} - M \frac{dJ_1}{dt}, \\
 \frac{dU_c}{dt} &= -\frac{J_1}{C}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Сопротивление плазмы $R_{pl}(t)$ зависит от J_2 и круто изменяется во времени. Для нахождения $R_{pl}(t)$, активного напряжения $U_{ac} = J_2 \cdot R_{pl}(t)$ (при одном обходе по азимуту) и электрической мощности $J_2^2 R_{pl}(t)$ (джоулева тепловыделения в плазме) необходимо систему уравнений (1) решать совместно с уравнениями, описывающими физические процессы в неравновесной плазме рабочего тела. Для этого использована разработанная ранее модель и программа расчёта обычного ЛПМ [11, 12]. Основу модели ЛПМ составляли уравнения кинетики заселенностей уровней атомов, концентрации электронов, баланса энергии электронов, уравнения развития индуцированного излучения в оптическом резонаторе. В модель входила и специально разработанная методика расчёта тепловых параметров рабочего тела и элементов конструкции. Учитывалось большое количество энергетических уровней атомов меди и неона, а также обширный набор эле-

ментарных процессов. Отметим, что в установившемся режиме работы численно находились самосогласованные значения всех параметров плазмы, удельной электрической проводимости σ , токов и напряжений (в первичной и вторичной цепи). Определялись мощность джоулева тепловыделения, температура газа, мощность излучения и КПД лазера. Необходимо учесть, что в модели [11] уравнения записаны в нольмерном приближении, то есть все параметры плазмы, включая и σ , усреднены по объёму плазмы, а процессы переноса учтены приближённо. Поэтому в баланс энергии электронов подставляется величина удельной мощности джоулева тепловыделения, равная $J_2^2 R_{\text{pl}}(t)/V$ (здесь V – рабочий объём). Для того чтобы установить связь между эффективным сопротивлением плазмы $R_{\text{pl}}(t)$ и удельной проводимостью $\sigma(t)$, необходимо знать радиальную зависимость вихревого электрического поля. В ряде работ, например в [13], для цилиндрического плазменного столба радиуса r_{pl} с однородной проводимостью получена зависимость $E_\varphi(r) \sim r/r_{\text{pl}}$ ($E_\varphi(0) \approx 0$ на оси цилиндра). При этом рассматривался случай, когда можно пренебречь токами смещения в плазме, толщина скин-слоя больше r_{pl} , а ток индуктора практически не зависит от индуцированного тока в плазме. Используя такую зависимость $E_\varphi(r)$ и закон Ома $j_2(r) = \sigma E_\varphi(r)$ (здесь j_2 – плотность азимутального тока в плазме) для рассматриваемой схемы (рис. 1(а)), находим приближённые выражения:

$$R_{\text{pl}}(t) = 2\pi/\sigma\ell, \quad U_{\text{ac}}(t) = J_2 \cdot R_{\text{pl}}, \quad E_{\text{eff}}(t) \approx (J_2^2 R_{\text{pl}}(t)/V\sigma)^{0.5} = J_2/\sigma\ell r_{\text{pl}}. \quad (2)$$

Здесь ℓ – длина плазменного объёма (трубки), U_{ac} – эффективное падение напряжения на сопротивлении R_{pl} , равное примерно половине напряжения обхода при $r = r_{\text{pl}}$ и E_{eff} – эффективное вихревое электрическое поле, действующее в плазме.

В численных экспериментах рассмотрено три варианта конструкции индукционного ЛПМ с различными коэффициентами связи K_r и одинаковыми рабочими объёмами V (см. табл. 1). За основу для всех трёх вариантов ЛПМ взяты размеры серийного активного элемента ЛТ-30 Cu [14] (диаметр разрядной трубки 2 см, длина 90 см, $V \approx 280 \text{ см}^3$, диаметр внешней оболочки ~ 10 см) и параметры его рабочего тела: давление неона 250 мм рт. ст., температура внутренней стенки 1830 К, концентрация паров меди $\sim 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Одинаковы также значения накопительной ёмкости $C = 500$ пф, начального напряжения на ней $U_c(0) = 28$ кВ и частоты следования импульсов накачки – 10 кГц. Индуктивность L цепи ключа задавалась, равной $0.5 \cdot L_1$, сопротивление первичной цепи трансформатора с учётом скин-эффекта для медного проводника – $R_{\text{ind}} \approx 10^{-3}$ Ом. Коэффициент связи вычислялся по известной формуле $K_r = M/\sqrt{L_1 L_2}$.

Длительность импульсов тока накачки $\tau_{\text{им}}$ определялась в расчётах по моменту времени, при котором 98–99% первоначальной (запасённой в C) энергии переходило в джоулево тепло в плазме и на сопротивлениях первичной цепи и ключа. При этом $R_k(t)$ подбиралось таким, чтобы в цепи ключа терялось 30–40%, а в плазме соответственно 70–60% запасённой энергии, что является типичной пропорцией при возбуждении традиционного ЛПМ с продольным электрическим разрядом между электродами. Таким образом, в численных экспериментах с индукционной накачкой обеспечивался импульсный энерговклад в плазму, примерно равный энерговкладу в обычном лазере на парах меди. Это необходимо для объективного сравнения ЛПМ обоих типов на начальном этапе исследований. В данной работе используется сплошной одновитковый индуктор, изображённый на рис. 1(а).

Результаты численных экспериментов. В первом варианте индуктор облегает непосредственно внешнюю оболочку активного элемента LT-30 Cu, при этом получается наименьший коэффициент связи, равный 0.18. С уменьшением радиуса индуктора r_{ind} и толщины теплоизоляционного объёма ($r_{\text{ind}} - r_{\text{pl}}$) величина K_r нарастает до 0.38 (см. табл. 1). В первом варианте индукционного ЛПМ мощность излучения и КПД малы по сравнению с соответствующими параметрами обычного лазера (с активным элементом LT-30 Cu). В третьем варианте (табл. 1) достигаются наилучшие результаты, поэтому рассмотрим динамику процессов на примере этого варианта индукционного ЛПМ.

Т а б л и ц а 1

Варианты численных экспериментов и исходные параметры

(r_{pl} – радиус плазменного объёма, r_{ind} – радиус индуктора)

№ вар.	r_{pl} , см	r_{ind} , см	$r_{\text{ind}} - r_{\text{pl}}$, см	L_1 , нГн	L_2 , нГн	M , нГн	K_r
1	1	5	4	11	0.12	0.215	0.18
2	1	3.4	2.6	5.1	0.12	0.219	0.27
3	1	2.5	1.5	2.7	0.12	0.221	0.38

На рис. 2(а) показан типичный импульс тока в плазме. Видно, что ток J_2 имеет форму цуга быстро затухающих колебаний с частотой порядка 100 МГц. Длительность импульса (цуга) $\tau_{\text{им}}$ в данном варианте составила 163 нс, максимум полного тока $J_2 \approx 8$ кА, а средняя по сечению плотность тока $j_2 \approx 90$ А/см². Аналогичный вид (частота колебаний и длительность цуга) имеют ток индуктора J_1 и напряжение U_c на накопительной ёмкости. На рис. 2(б) представлен импульс U_{ac} . Время затухания этой величины составляет ~ 60 нс, что значительно меньше, чем длительность тока $\tau_{\text{им}}$. Мак-

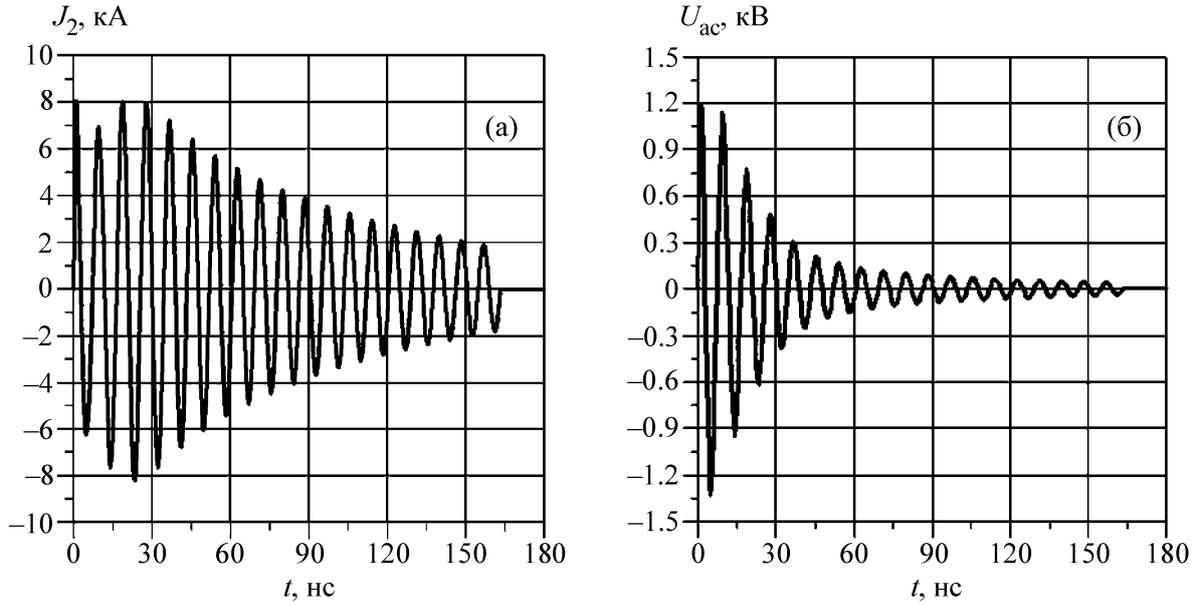


Рис. 2: (а) импульс тока J_2 в плазме, (б) эффективное падение напряжения U_{ac} на сопротивлении R_{pl} .

симальному значению $U_{ac} = 1.2$ кВ соответствует эффективное вихревое электрическое поле $|E_{eff}| \approx 500$ В/см. Средняя за время затухания величина $|E_{eff}|$ составляет 250 В/см. Отметим, что полученные величины j_2 и E_{eff} примерно соответствуют типичным значениям плотности тока и электрического поля в разрядной плазме обычного ЛПМ. На рис. 3(а) импульс мощности джоулева тепловыделения в плазме $W_j = J_2^2(t) \cdot R_{pl}(t)$ (кривая 1) также носит колебательный характер с характерным временем затухания ~ 60 нс. На кривой 2 температуры электронов T_e и на кривой 3 сопротивления плазмы R_{pl} наблюдаются значительные пульсации в такт с колебаниями W_j , в то время как электронная концентрация n_e 4 нарастает плавно и медленно. Такой характер поведения n_e связан с тем, что характерное время развития ионизации рабочей смеси значительно превышает период колебаний W_j и T_e . Импульсы мощности излучения W индукционного ЛПМ на жёлтой линии (578 нм) 5, на зелёной линии (510 нм) 6 и суммарная мощность двух линий 7 также слегка пульсируют из-за колебаний W_j – рис. 3(б). В третьем варианте расчётов пиковая мощность 7 достигает 200 кВт, а средняя мощность $W_{av} = 26$ Вт, что соответствует показателям активного элемента LT-30 Cu [14] при возбуждении продольным электродным разрядом.

На рис. 4(а) показана зависимость мощности W_{av} и длительности импульса тока τ_{im} индукционного ЛПМ от величины K_r . На рис. 4(б) аналогичная зависимость фи-

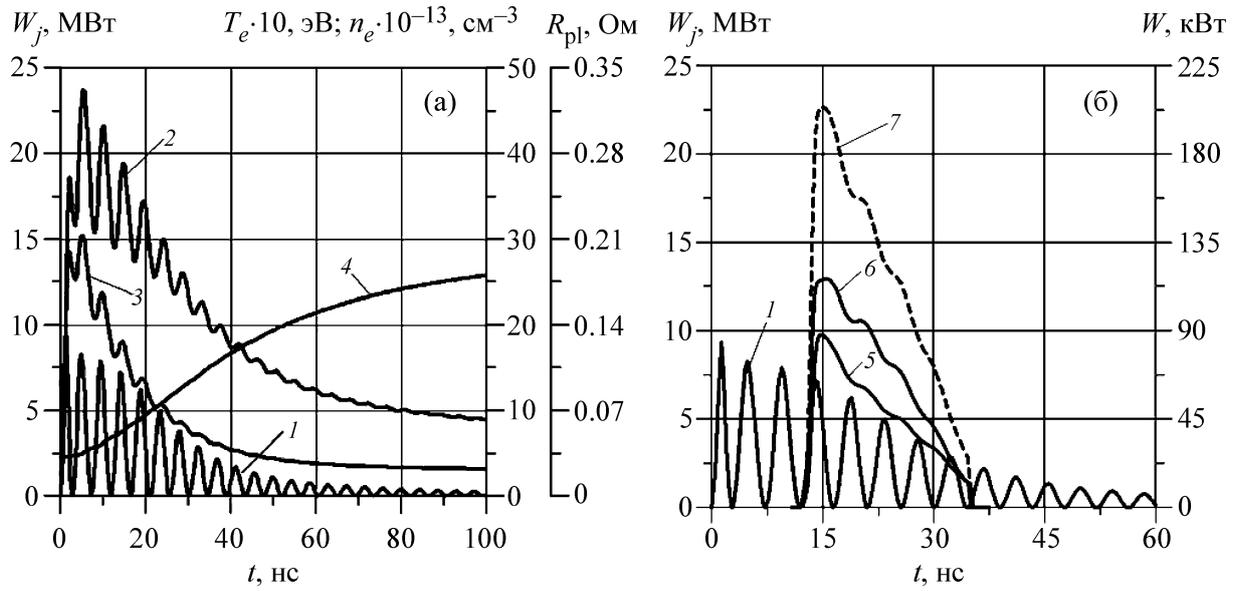


Рис. 3: (а) зависимость от времени параметров импульса возбуждения: 1 – W_j , 2 – T_e , 3 – R_{pl} , 4 – n_e ; (б) импульсы мощности излучения W : 5 – жёлтой линии, 6 – зелёной линии, 7 – суммарная мощность двух линий.

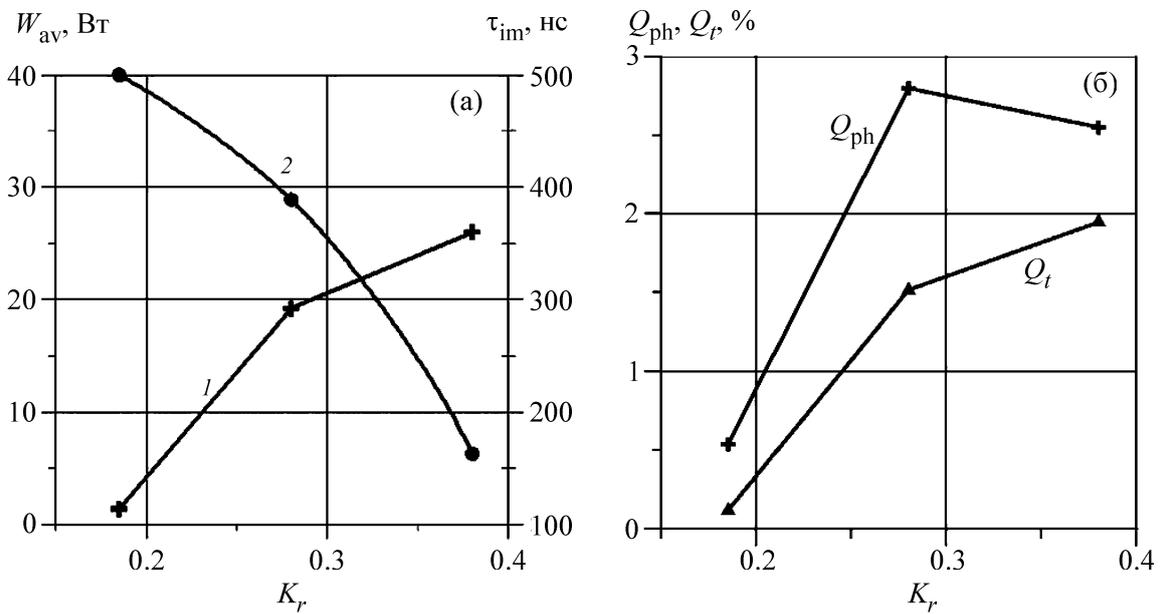


Рис. 4: Изменение характеристик индукционного ЛПМ от величины K_r , (а): 1 – W_{av} , 2 – τ_{im} , (б): физический Q_{ph} и технический Q_t КПД лазера.

зического Q_{ph} и технического Q_t КПД лазера, определяемых как отношение энергии импульса излучения лазера к электрической энергии, вложенной в плазму к моменту окончания импульса генерации или к полной вложенной в плазму энергии за импульс накачки соответственно. Видно, что рост K_r приводит к существенному росту W_{av} , Q_{ph} и Q_t . Время τ_{im} диссипации всей энергии, запасённой в накопительном конденсаторе, наоборот, падает с увеличением K_r . Частота колебаний тока в цуге в рассмотренных трёх вариантах растёт с увеличением K_r (от 55 МГц при $K_r = 0.18$ до 100 МГц при $K_r = 0.38$). Это связано с тем, что увеличение K_r достигалось за счёт уменьшения диаметра индуктора, вследствие чего снижалась его индуктивность L_1 .

Обсуждение результатов. Предварительные расчёты показывают, что при индукционном (трансформаторном) методе возбуждения ЛПМ импульс тока накачки представляет собой цуг высокочастотных колебаний с периодом 10–20 нс, в то время как в обычном ЛПМ импульс тока имеет форму, близкую к форме апериодического разряда, с длительностью 150–200 нс. Высокая частота колебаний тока обусловлена тем, что индуктивность плазмы, индуктивность индуктора и коэффициент взаимной индукции на два-три порядка меньше индуктивности разрядной цепи в традиционном ЛПМ с продольным разрядом между электродами. Отметим также, что и эффективное сопротивление плазмы R_{pl} примерно на два порядка меньше, чем сопротивление продольного разряда в обычном ЛПМ (при одинаковых значениях σ). Последнее связано с большим поперечным сечением азимутального тока и малой длиной вдоль тока (при одном обходе по азимуту).

Как показывает расчёт, за первые 35 нс (к моменту окончания импульса генерации, см. рис. 3(б)) выделяется 75% от всей энергии, вложенной в плазму в течение импульса тока τ_{im} . Кроме того, в численном эксперименте получен довольно крутой (примерно за 5 нс) подъём температуры электронов до 4.5 эВ. Оба результата свидетельствуют о высокой скорости ввода электрической энергии в плазму ЛПМ с индукционной накачкой (возможно, более высокой, чем в обычном ЛПМ), что является положительным фактором для эффективной работы лазера. В свою очередь, высокую скорость ввода энергии можно объяснить большой крутизной колебаний тока в цуге и значительным увеличением сопротивления плазмы $R_{\text{pl}}(t)$ на начальном этапе (см. рис. 3(а)) от 0.09 Ом ($t = 0$) до 0.21 Ом ($t = 5$ нс). Это увеличение сопротивления связано с ростом частоты упругих столкновений электронов с атомами неона вследствие резкого повышения T_e . На этом интервале времени n_e не успевает значительно вырасти и ослабить рост $R_{\text{pl}}(t)$.

В первом варианте расчёта при малом $K_r = 0.18$ (см. табл. 1) скорость ввода энергии и величина U_{ac} были заметно меньше. Температура электронов не достигала в импульсе необходимой величины, что и объясняет низкую мощность и эффективность лазера (рис. 4(а), б)).

Тепловые расчёты проводились при заданной температуре внутренней стенки разрядной трубки (1823 К, $r = r_{pl}$). Эта температура определяет необходимое давление паров меди. Показано, что во всех трёх вариантах конструкции ЛПМ средняя по рабочему объёму температура газа не превышала 2210 К, а максимальная температура на оси трубки достигала 2660 К, что приемлемо для работы ЛПМ. Учитывая, что тепловой поток на внутреннюю стенку почти такой же, как и в активном элементе LT-30 Cu, а толщина теплоизоляции (для третьего варианта) уменьшена примерно вдвое, нужно будет использовать теплоизоляционный материал с более низкой эффективной теплопроводностью.

Заключение. Предварительные расчёты показали, что с увеличением коэффициента связи в индукционном ЛПМ удаётся достичь значений мощности и эффективности генерации, типичных для традиционных лазеров на парах меди. Результаты численного исследования подтверждают возможность создания эффективного ЛПМ, возбуждаемого импульсно-периодическим индукционным (безэлектродным) разрядом. В дальнейшем необходимо детально исследовать работу такого ЛПМ и провести оптимизацию по основным задаваемым физическим и геометрическим параметрам для определения предельных выходных характеристик, конструктивных особенностей и перспективы его использования на практике. Особый интерес связан с возможным решением задачи о долговечности и эффективности, что значительно расширит круг применений ЛПМ в промышленности [14], в физических исследованиях, диагностике многофазных газовых потоков и плазм [15, 16], в медицине и т.п.

Авторы выражают благодарность В. М. Мхитаряну за помощь и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-92019 ННС_а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. М. Мхитарян, Лазер - Информ, № 15-16, 18 (2004).
- [2] А. М. Ражев, В. М. Мхитарян, Д. С. Чуркин, Письма в ЖЭТФ **82**, 290 (2005).
- [3] А. М. Ражев, Д. С. Чуркин, Письма в ЖЭТФ **86**, 479 (2007).

- [4] A. M. Razhev, V. M. Mekhitarian, A. A. Zhupikov, D. S. Churkin, Proc. SPIE **6263**, 8 (2006).
- [5] А. М. Ражев, Д. С. Чуркин, А. А. Жупиков, Квантовая электроника **39**, 901 (2009).
- [6] A. M. Razhev, D. S. Churkin and, E. S. Kargapol'tsev, Laser Phys. **24**, 074004 (5pp) (2014).
- [7] Р. Г. Манучарян, В. М. Мхитарян, А. А. Исаев, М. А. Казарян и др., Сб. тезисов симпозиума “Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2006)”, Лоо, 2006 (Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, 2006), с. 14.
- [8] М. М. Маликов, В. Т. Карпухин, М. А. Казарян, Сб. тезисов симпозиума “Лазеры на парах металлов (ЛПМ-2014)”, Лоо, 2014 (Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, 2014), с. 64.
- [9] П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин, *Расчет индуктивностей* (Л., Энергия, 1970).
- [10] В. П. Попов, *Основы теории цепей* (М., Высш. Шк., 2007).
- [11] Л. Б. Директор, М. М. Маликов, Препринт № 5-249 ИВТАН (М., ИВТАН, 1988).
- [12] L. B. Direktor, V. T. Karpuhin, and M. M. Malikov, High Temperature **52**, 428 (2014).
- [13] Ю. Н. Райзер, Успехи физических наук **99**, 687 (1969).
- [14] А. Г. Григорьянц, М. А. Казарян, Н. А. Лябин, *Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения* (М., Физматлит, 2005).
- [15] A. Yu. Varaksin, M. V. Protasov, Yu. S. Teplitskii, High Temperature **52**, 554 (2014).
- [16] A. Yu. Varaksin, High Temperature **52**, 753 (2014).

Поступила в редакцию 3 декабря 2014 г.