

Лазер на парах бромида меди с возбуждением электронным пучком

П.А.Бохан, П.П.Гугин, Дм.Э.Закревский

Впервые получена лазерная генерация на самоограниченных переходах в атоме меди при возбуждении смеси Ne–CuBr регулярными импульсами и цугом импульсов низкоэнергетических пучков электронов, сформированными в «открытом» разряде. В этих режимах в исследованном диапазоне условий продемонстрировано возрастание мощности и энергии излучения с ростом тока электронного пучка и частоты следования импульсов, а в режиме возбуждения двоянными импульсами – полное восстановление энергии генерации через ~2.5 мкс. В центральной зоне активного элемента, в которой осуществляется полная диссоциация молекул CuBr, получена удельная энергии генерации ~44 мкДж/см³ при физической эффективности 8.5%.

Ключевые слова: лазер на парах бромида меди, электронный пучок.

1. Введение

Неравновесная плазма, создаваемая внешним ионизатором, в роли которого могут выступать пучки быстрых нейтральных или заряженных частиц, привлекательна в качестве активной среды газовых лазеров. Возбуждение пучками электронов (ПЭ) лазеров на рабочих веществах с большой концентрацией активных частиц впервые предложено в [1]. Основные работы по электронно-пучковому возбуждению газовых сред проводились при использовании релятивистских ПЭ с энергией более 200 кэВ как для прямой накачки лазеров (см., напр., [2]), так и для стабилизации разрядов в газах высокого давления (см., напр., [3]). Применительно к лазерам на самоограниченных переходах в атомах металлов этот метод был рассмотрен в работе [4]. Там же высказано предположение о том, что предельная эффективность лазеров, возбуждаемых ПЭ, может достигать 10%. В [5] сообщалось о получении лазерной генерации на самоограниченных переходах в атоме меди $4p^2P_{3/2}^0 - 4s^2D_{5/2}$ с $\lambda = 510.6$ нм и $4p^2P_{1/2}^0 - 4s^2D_{3/2}$ с $\lambda = 578.2$ нм в лазере на парах меди (ЛПМ) при накачке ПЭ с энергией $w \approx 500$ кэВ, током $I \approx 3$ кА и длительностью импульса тока (на полувывоте) $\tau_I \approx 60$ нс. При давлении неона $p_{Ne} \approx 0.02 - 0.5$ атм энергия лазерного излучения w_{las} и физическая эффективность генерации η (эффективность генерации относительно энергии, вложенной в среду), достигали ~30 мДж и ~1.5%–3% соответственно. Эти параметры оказались далекими от ожидаемых, т.к. процесс накачки происходил за счет взаимодействия индуцированного ПЭ вихревого электрического поля с плазмой, а не за счет прямого воздействия ПЭ.

Применение релятивистских ПЭ, генерируемых в вакуумных и газовых диодах, для накачки газовых лазеров

(среднее давление активной среды единицы–десятки торр) сопряжено с техническими и физическими сложностями. Значительное различие давлений в источнике ПЭ и в лазере требует применения сложных разделительных устройств для ввода ПЭ в активную среду. С другой стороны, для полного поглощения энергии релятивистского ПЭ в среде с давлением ~10 Торр требуется активная зона с длиной в сотни метров. Очевидным является то, что возбуждение активных сред низкоэнергетическими ПЭ значительно упрощает экспериментальную технику, а генерация ПЭ должна осуществляться непосредственно в активном объеме – в парогазовой среде.

В работе [6] были продемонстрированы преимущества возбуждения активных сред лазеров на парах металлов низкоэнергетическими ПЭ (с энергией до 5 кэВ) по сравнению с обычным возбуждением газовым разрядом. В лазерах на самоограниченных переходах в атомах марганца и свинца мощность накачки P , оптимальная частота следования импульсов возбуждения f_{opt} и средняя мощность генерации P_{las} при возбуждении ПЭ оказались на два порядка больше. Это было связано с изменением механизма ограничения частотно-энергетических характеристик лазера при устранении влияния (уменьшении роли) предимпульсной концентрации электронов в плазме при накачке ПЭ.

В работах [7, 8] моделирование ЛПМ продемонстрировало, что при возбуждении смесей He(Ne)–Cu низкоэнергетическим ПЭ достижима удельная энергия излучения до ~360 мкДж/см³ при эффективности генерации $\eta \sim 5\% - 16\%$, а средняя погонная мощность генерации может составлять более 1 кВт/м. Это значительно превышает характеристики, полученные в ЛПМ к настоящему времени при возбуждении газовыми разрядами.

В активной среде He(Ne)–Cu при возбуждении быстрыми электронами, сформированными в разряде с полым катодом, реализована лазерная генерация более чем на 50 линиях ионного спектра меди [9], причем основными механизмами создания необходимых концентрации атомов меди и инверсии населенности являлись катодное распыление и перезарядка на ионах буферного газа соответ-

П.А.Бохан, П.П.Гугин, Дм.Э.Закревский. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 10 мая 2016 г., после доработки – 4 июля 2016 г.

ственно. Попытки получения генерации на самоограниченных переходах в атоме меди были предприняты в работе [10], однако характеристики лазера оказались невысокими. Насколько нам известно, эксперименты по реализации генерации на атомарных линиях меди при накачке низкоэнергетическими ПЭ не получили продолжения, что, по-видимому, обусловлено техническими трудностями создания соответствующих лазерных кювет.

В связи с этим целью настоящей работы являлось исследование возможности возбуждения низкоэнергетическими ПЭ паров меди, получаемых в процессе диссоциации молекул CuBr .

2. Экспериментальная установка и основные результаты

Эксперименты проводились со смесью Ne-CuBr . Сравнительно низкая рабочая температура для бромида меди ($500-600^\circ\text{C}$) позволяет в качестве метода энергетического воздействия использовать ПЭ, сформированные в «открытом» разряде [11].

Конструкция лазерной кюветы и схема питания приведены на рис.1. В вакуумно-плотном кварцевом кожухе размещался цилиндрический катод, в качестве которого использовалась медная трубка с внутренним диаметром 5.5 см. Соосно с ним располагался коаксиальный анод в виде молибденовой сетки с прозрачностью $\mu = 92\%$ и длиной 20 см. Зазор катод-анод длиной 3 мм образовывал ускорительный промежуток. Бромид меди помещался либо непосредственно на внутреннюю поверхность катода, либо в специальные кварцевые контейнеры на анодной сетке, причем их наличие не влияло на устойчивость генерации ПЭ. Необходимое давление паров CuBr задавалось внешним нагревом лазерной кюветы, а при больших мощностях накачки обеспечивалось саморазогревным режимом функционирования.

Важно отметить, что в процессе эксплуатации молибденовая сетка покрывалась плотной пленкой меди, что защищало ее от коррозии и разрушения в результате химического взаимодействия молибдена с бромом.

Использовалась схема питания с обострительной емкостью $C_p = 13.2$ нФ, заряжаемой от накопительной емкости $C = 14.6$ нФ с помощью тиратрона ТГИ1-1000/25. Исследовались различные режимы возбуждения парогазовой смеси: регулярными импульсами с частотой следования $f \approx 1-3$ кГц; цугом импульсов длительностью ~ 1 мс с частотой следования цуга 50 Гц и фиксированной частотой импульсов в цуге $f = 10$ кГц; вдвоенными наносекундными импульсами от двух независимых источников питания с регулируемой задержкой между ними ΔT и суммарной частотой их следования 3 кГц.

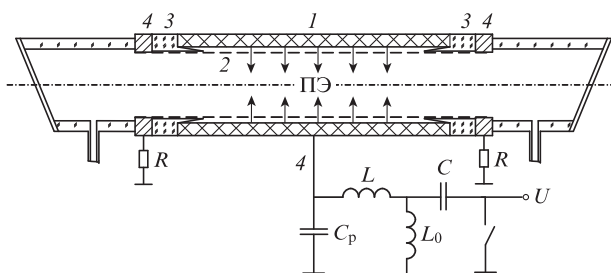


Рис.1. Конструкция лазерной кюветы и схема источника питания: 1 – катод; 2 – анод-сетка; 3 – диэлектрические изоляторы; 4 – электрические вводы.

При возрастании напряжения U на ускорительном промежутке и давлении неона $p_{\text{Ne}} > 3$ Тор в кювете формировался сходящийся ПЭ. При $U = 8$ кВ в диапазоне $p_{\text{Ne}} \approx 3-20$ Тор ток разряда, практически равный току ПЭ, достигал ~ 2 кА. Увеличение давления паров бромида меди p_{CuBr} до ~ 1 Тор слабо влияло на параметры ПЭ. Предельные значения тока ПЭ определялись появлением неустойчивостей и искрообразованием на катоде.

При возбуждении парогазовой смеси Ne-CuBr в режиме регулярных импульсов с $f = 0.8-3$ кГц, давлениях неона $p_{\text{Ne}} \approx 7-20$ Тор, бромида меди $p_{\text{CuBr}} \approx 0.1-1$ Тор и напряжении $U > 5$ кВ ($I > 700$ А) получена лазерная генерация на $\lambda = 510.6$ и 578.2 нм. В пороговых условиях по давлению бромида меди генерация возникает в прианодной области. По мере его увеличения интенсивность излучения в центре кюветы возрастает, а на периферии уменьшается. В оптимальных условиях диаметр пятна излучения d_{las} равен ~ 3 см и распределение интенсивности в центральной части кюветы почти однородно. Такое распределение интенсивности определяется радиальным характером инжектированного ПЭ и степенью диссоциации CuBr по сечению кюветы. Поскольку длина пробега электронов, рассчитанная согласно методикам работы [12], составляет ~ 25 см и значительно превышает диаметр кюветы, то электроны совершают несколько осцилляций через поперечное сечение кюветы, испытывая при этом значительное рассеяние. Поэтому около половины всей мощности излучения приходится на центральную зону с диаметром $d_m \approx 1.2$ см.

Осциллограммы напряжения U , тока разряда I и импульса лазерного излучения представлены на рис.2. Хорошее согласование лазерной кюветы с генератором накачки позволяет характеризовать мощность, вкладываемую в разряд, зависимостью $P(t)$. Для условий рис.2, близких к оптимальным для генерации, энергия, вкладываемая в кювету, составляет ~ 220 мДж. Типичная длительность импульса генерации τ_{las} равна ~ 20 нс по полувысоте при длительности импульса тока электронного пучка $\tau_I \approx 33-40$ нс.

На рис.3 и 4 представлены зависимости, характеризующие энергетические параметры лазерной генерации. Зависимость средней мощности от тока $P_{\text{las}}(I)$ (рис.3) имеет возрастающий характер, причем P_{las} растет быстрее амплитуды тока. Из рис.4 видно, что увеличение частоты

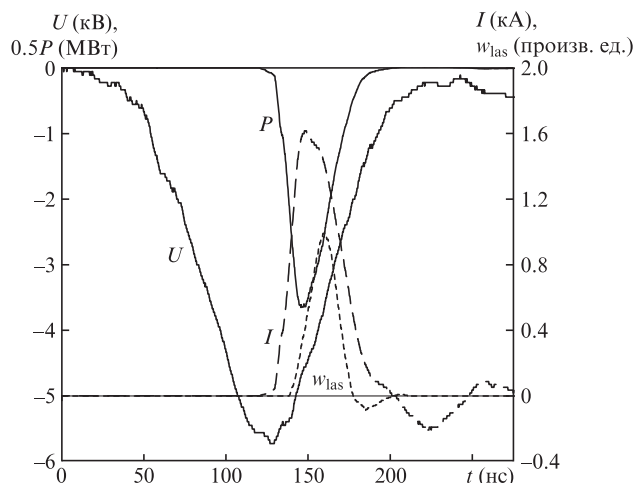


Рис.2. Осциллограммы импульсов напряжения U , тока I , мощности накачки P и энергии генерации w_{las} при $p_{\text{Ne}} \approx 9$ Тор, $f = 2$ кГц.

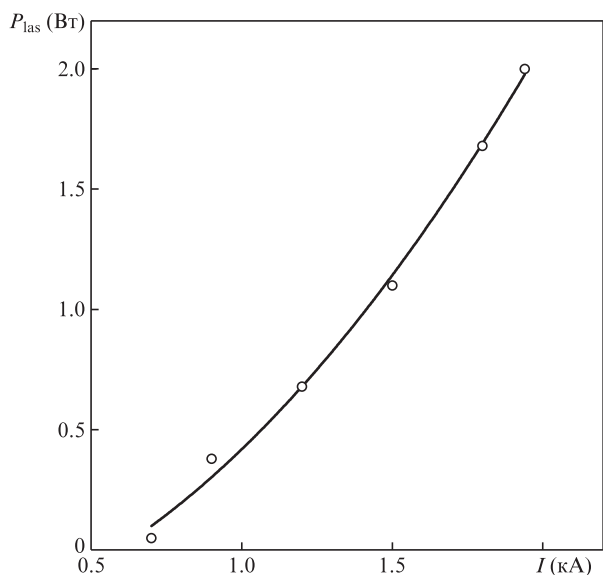


Рис.3. Зависимость средней мощности генерации P_{las} от тока I при $p_{\text{Ne}} \approx 9$ Тор, $f = 2$ кГц.

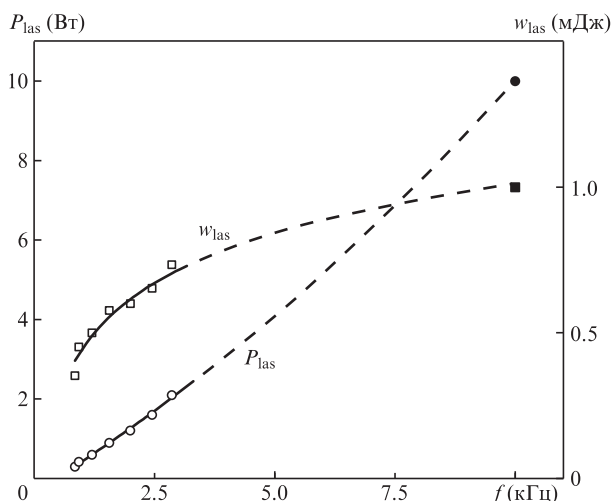


Рис.4. Зависимости средней мощности генерации P_{las} и энергии генерации w_{las} от частоты следования импульсов f для режимов регулярных импульсов (светлые точки) и цуга импульсов (темные точки).

следования импульсов f и соответственно мощности накачки P приводит к возрастанию мощности генерации P_{las} и энергии излучения w_{las} .

Увеличение частоты следования импульсов свыше 3 кГц, как и увеличение энергии импульса возбуждения, сопровождалось нарушением оптимального температурного режима бромида меди, а конструктивные особенности лазерной кюветы не позволяли обеспечить необходимую степень ее охлаждения. В свою очередь, оптимальная частота функционирования газоразрядного CuBr-лазера превышает 20 кГц [13, 14] и обусловлена необходимостью получения атомарных паров меди при диссоциации молекул CuBr и поддержания требуемой концентрации атомов меди к моменту прихода следующего импульса возбуждения. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились при возбуждении лазера цугом импульсов. При длительности цуга ~ 1 мс и частоте заполнения 10 кГц возбуждение активной среды осуществлялось 10 импульсами. Лазерная генерация возникала, начиная со второго (третьего) импульса возбуждения, а начиная с четвертого происхо-

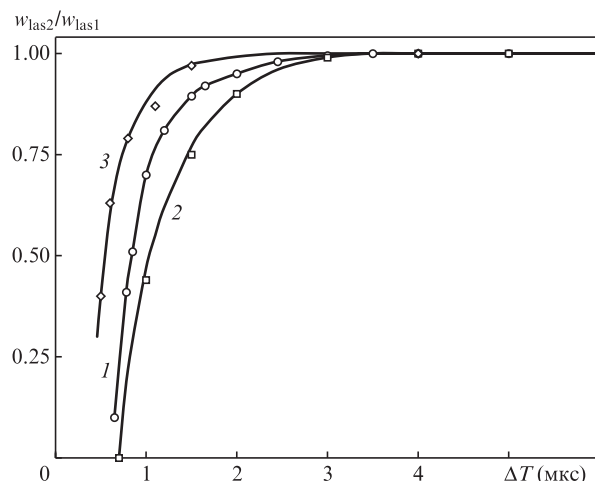


Рис.5. Восстановление генерации в CuBr- (1, 2) и Pb-лазерах (3) [6]. Возбуждение осуществлялось ПЭ (1, 3) и газовым разрядом при условии нейтрализации влияния концентрации электронов [13] (2).

дила стабилизация амплитуды импульсов генерации, которые до конца цуга оставались постоянными по амплитуде. Мощность лазерной генерации P_{las} в пересчете для режима регулярных импульсов составляла ~ 10 Вт (50 Вт/м) (рис.4). Очевидно, что и частота импульсов $f = 10$ кГц, ограниченная источником питания, также далека от оптимальной как для давления CuBr, так и для условий образования инверсии населенности.

Для определения предельных частотных характеристик CuBr-лазера с накачкой ПЭ были проведены исследования возбуждения лазера сдвоенными наносекундными импульсами. На рис.5 кривой 1 показано поведение относительной энергии генерации второго импульса $w_{\text{las2}}/w_{\text{las1}}$ при его сближении с первым. Видно, что генерация возникает через $\Delta T \approx 0.65$ мкс, и к моменту времени ~ 1.5 мкс относительная энергия достигает 0.9 от максимального значения. На этом рисунке для сравнения приведена аналогичная зависимость 2 для CuBr-лазера при газоразрядном возбуждении и $U = 7$ кВ, измеренная в случае, когда влияние концентрации электронов, существующей до прихода импульса накачки, нейтрализовано [13]. Эти результаты сопоставимы с данными для свинцового лазера (кривая 3) с электронно-пучковым возбуждением [8], нижние лазерные уровни которого эффективно девозбуждаются электронами. Все эти зависимости являются схожими и демонстрируют тот факт, что в условиях, когда концентрация электронов, существующая до прихода импульса накачки, не оказывает влияния на частотно-энергетические характеристики, а скорость электронного девозбуждения достаточна для эффективного опустошения нижнего лазерного уровня, полное восстановление генерации реализуется за время $t = 1-3$ мкс, что делает достижимыми большие частоты функционирования лазеров.

3. Обсуждение результатов

Получение лазерной генерации в активной среде Ne-CuBr при возбуждении низкоэнергетическим ПЭ и демонстрация практического отсутствия ограничений частоты следования импульсов делают возможным проверку результатов моделирования [7] и реализацию мощных и эффективных медных лазеров с накачкой ПЭ.

Анализ этой возможности удобно провести, опираясь на данные рис.4 и 5. Из работы [13] следует, что если ско-

рость восстановления генерации после окончания предыдущего импульса определяется скоростью девозбуждения метастабильного состояния (МС), то справедливо соотношение

$$\frac{\Delta W_{\Delta T}}{W_0} = \frac{g_r n_{ms0}}{(g_r + g_{ms}) n_{ph0}}, \quad (1)$$

где W_0 и n_{ph0} – удельная энергия генерации и количество излучаемых из единицы объема фотонов в случае, когда они не зависят от частоты f ; $\Delta W_{\Delta T}$ – относительное изменение энергии генерации в задержанном импульсе в момент времени ΔT после окончания предыдущего импульса (рис.5, кривая 1); g_r и g_{ms} – суммарные статистические веса верхних и нижних состояний соответственно; n_{ms0} – предимпульсная концентрация МС.

Для центральной части кюветы с почти равномерным распределением интенсивности величина n_{ph0} , определенная при $f = 10$ кГц, составляет $1.21 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует энергопотреблению $W_0 \approx 44 \text{ мкДж/см}^3$. Исходя из этого и из формулы (1), получаем зависимость $n_{ms0}(\Delta T) = 3.23 \times 10^{14} \Delta W_{\Delta T} / W_0$ (рис.6, кривая 1). Как и для других лазеров на самоограниченных переходах, она состоит из быстрой части, за которой следует замедление скорости распада МС. Первоначальный участок определяется скоростью девозбуждения МС электронами [15], последующий – постепенным сближением электронной и газовой температур. Принимая константу электронного девозбуждения k_c равной $1.8 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [16], находим, что в ближнем послесвечении концентрация электронов $n_e = 1/(\tau k_c) = 1.68 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, где $\tau = 0.33$ мкс определяется из наклона прямой 2 на рис.6.

При накачке рабочей среды ПЭ ионизируются любые тяжелые частицы. Однако ко времени $t = 0.5 - 1$ мкс ионы Ne и Br в реакциях перезарядки передают заряд ионам Cu^+ , поэтому удельная энергия, вложенная в активную среду в центральной зоне, может быть вычислена по формуле

$$w_p = E_i n_e / \eta_w, \quad (2)$$

где $E_i = 7.72 \text{ эВ}$ – энергия ионизации атома меди; η_w – доля энергии ПЭ, затрачиваемая на создание вторичных

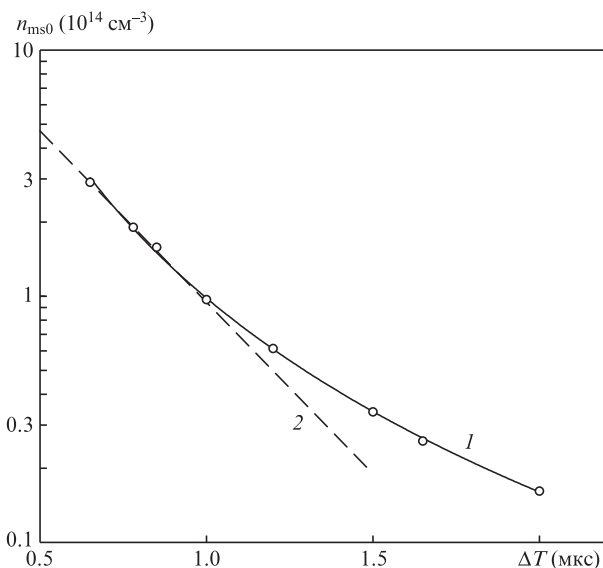


Рис.6. Зависимость $n_{ms0}(\Delta T)$ (1) и ее аппроксимация (2).

электронов, которая зависит от соотношения общих энергетических потерь и потерь на ионизацию.

К настоящему времени для смеси Ne–CuBr величина η_w неизвестна. Поэтому оценим ее нижний предел из следующих предпосылок. Отношение энергетических потерь dw/dx к сечению ионизации σ_i для инертных газов приблизительно постоянно [12, 17, 18]. Энергия, затрачиваемая на образование электрон-ионной пары, уменьшается при переходе от Ne к Ne, Ar, Kr и Xe (см., напр., [2, 19]). Поэтому в более тяжелых по сравнению с гелием инертных газах на ионизацию тратится большая доля энергии. Согласно работе [2] эта величина составляет $\sim 3/4$. Детальные расчеты η_w для гелия выполнены в нескольких работах и дают величину от 0.33 [7] до 0.55 [20, 21]. Введение паров меди увеличивает η_w от 0.33 до 0.46, и для отношения концентраций гелия и меди $n_{\text{Cu}}/n_{\text{He}} = 10$ величина $\eta_w \approx 0.38$ [7]. Для атомов меди и брома, как и для инертных газов, отношения dw/dx к σ_i почти равны, поэтому количество электрон-ионных пар для диссоциированного бромида меди вдвое больше, чем для меди. В итоге для оценок нами принято значение $\eta_w \approx 0.4$, которое является оценкой снизу для этой величины.

Из выражения (2) получаем, что вложенная в активную среду удельная энергия $w_p = 0.52 \text{ мДж/см}^3$. При энергопотреблении $\sim 44 \text{ мкДж/см}^3$ физическая эффективность генерации $\eta \approx 8.5\%$. Как следует из эксперимента, интенсивность генерации быстро уменьшается при удалении от центральной области с $d_m \approx 1.2 \text{ см}$ к периферии, и на расстоянии $\sim 0.9 \text{ см}$ от анода генерация не развивается. Это обусловлено двумя причинами: неравномерностью накачки и снижением степени диссоциации бромида меди вблизи стенок кюветы, типичным для газоразрядных CuBr-лазеров [13, 14]. С учетом неравномерности накачки, которая в среднем по объему вдвое меньше, чем в центральной области, общая энергия накачки составляет $\sim 106 \text{ мДж}$ за импульс, что вдвое меньше энергии, запасенной в обострительной емкости ($\sim 220 \text{ мДж}$ для условий рис.2). Потери энергии обусловлены тем, что, с одной стороны, сетка-анод имеет ограниченную прозрачность, а с другой стороны, длина пробега электронов пучка многократно превышает диаметр кюветы. Поэтому электроны, совершая осцилляции поперек кюветы, значительную часть энергии теряют на сетке. Так, уже после трех осцилляций, соответствующих половине длины пробега, остается доля тока ПЭ, равная $\mu^6 \approx 0.61$ от первоначальной величины.

4. Заключение

В результате проведенных исследований показано, что при электронно-пучковом возбуждении в «открытом» разряде смеси Ne–CuBr реализуется высокая удельная энергия генерации при физической эффективности $\sim 8.5\%$, что близко к параметрам, рассчитанным в работе [7] для медного лазера с накачкой ПЭ. Энергия генерации CuBr-лазера является возрастающей функцией частоты следования импульсов, по крайней мере до $f \sim 10$ кГц, при этом удельная энергия достигает $\sim 44 \text{ мкДж/см}^3$ в центральной зоне с диаметром $\sim 1.2 \text{ см}$. При возбуждении сдвоенными импульсами генерация второго импульса излучения возникает через 0.65 мкс и полностью восстанавливается через 2.5 мкс. Таким образом, можно рассчитывать на создание эффективных лазеров с киловаттной мощностью на основе как смеси Ne–CuBr с накачкой ПЭ, так и чистой смеси Ne–Cu.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №14-19-00339).

1. Basov N.G., Krokhin O.N., Popov Ju.M., in *Advances in Quantum Electronics* (New York: Columbia Univ. Press, 1961, p. 496).
2. Басов Н.Г., Данилычев В.А. *УФН*, **148**, 55 (1986).
3. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. *УФН*, **148**, 101 (1986).
4. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В., Старостин А.Н. *ДАН СССР*, **220**, 318 (1975).
5. Арланцев С.В., Борович Б.Л., Бучанов В.В., Молодых Э.И., Заворотный С.И., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **21**, 102 (1994).
6. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
7. Arlantsev S.V., Vorovich V.L., Bucharov V.V., Molodykh E.I., Yurchenko N.I. *J. Russ. Laser Res.*, **16** (2), 99 (1995).
8. Bokhan P.A., Molodykh E.I., in *Pulsed Metal Vapour Lasers* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996, vol. 5, p. 137).
9. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
10. Fahlen T.S. *J. Appl. Phys.*, **45**, 4132 (1974).
11. Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., in *Runaway Electrons Preionized by Diffuse Discharges* (New York: Nova Science Publishers, Inc., 2014, p. 505).
12. La Verne J.A., Mozumder A. *J. Phys. Chem.*, **89**, 4219 (1985).
13. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, **67** (5), 54 (1997).
14. Boychenko A.M., Evtushenko G.S., Nekhoroshev V.O., Shiyarov D.V., Torgaev S.N. *Phys. Wave Phenom.*, **23**, 1 (2015).
15. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **32**, 602 (2002).
16. Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпучин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов-2* (М.: Физматлит, 2011, т. 2).
17. Barlett Ph.L., Stelbovics A.T. *Phys. Rev. A*, **66**, 012707 (2002).
18. Freund R.S., Wetzel R.C., Shul R.J., Hayes T.R. *Phys. Rev. A*, **41**, 3575 (1990).
19. Аксиненко В.Д., Волков Ю.Н., Глаголева Н.С., Козубовский Э.В., Кулаков Б.А., Матюшин А.Т., Матюшин В.Т., Мандрик О.Ю., Мирковски Я., Мухин С.В., Нургожин Н.Н., Охрименко Л.С., Павловски З., Пиатковски А., Сайтов И.С., Цудни В. *Сообщения объединенного института ядерных исследований* (Дубна, 1992, P1-92-263).
20. Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. *Физика плазмы*, **2** (1), 63 (1976).
21. Ловчиков М.Б. *Препринт ФЭИ № 3055* (Обнинск, 2005).