

О.В. Жданев, Г.С. Евтушенко

Численное исследование влияния цезия на характеристики лазера на парах меди

Томский политехнический университет,
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 8.01.2002 г.

Проведено исследование возможности использования в лазере на парах меди легкоионизируемой примеси с целью улучшения выходных параметров. Для проведения исследования была разработана самосогласованная математическая модель, описывающая процессы, происходящие в разрядном контуре и газоразрядной трубке (ГРТ). Показано, что добавки цезия улучшают образование инверсной населенности и протекание релаксационных процессов в лазере. Предложены два механизма для объяснения полученных улучшений: уменьшение предимпульсной концентрации электронов и создание более благоприятных условий возбуждения верхних резонансных уровней.

Введение

С момента создания первых лазеров на парах металлов [1,2] исследователи прошли огромный путь по изучению процессов, протекающих как в разрядном контуре, так и в активной среде лазера (см. литературу в [3–5]). Работа по модернизации существующих образцов ведется и сегодня во многих странах. Она направлена, в том числе, на поиск новых активных примесей, введение которых в рабочую среду лазера позволило бы улучшить энергетические и частотные характеристики данного класса устройств (см., например [6–8]) и продлить срок эксплуатации отпаянных образцов. В большинстве работ этот поиск осуществляется экспериментальными методами.

Наиболее широко распространенным представителем данного класса лазеров является лазер на парах меди (ЛПМ). Он известен как импульсный источник излучения на длинах волн 510,6 и 578,2 нм. Обладая высокой средней мощностью излучения (более 200 Вт [9]), большой частотой повторения (до 300 кГц [10]) и высокой эффективностью, эти лазеры широко применяются как в научных исследованиях, так и на практике. Наиболее интенсивно на данный момент ведутся разработки по лазерному разделению изотопов по технологии ALVIS с использованием лазеров этого типа [11,12].

Относительно недавно появились сообщения об экспериментально полученных результатах исследований лазерных систем на основе лазеров на парах меди и ее соединений при добавлении в активную среду легкоионизируемой примеси [13–15]. В этих работах сообщается, что при введении добавок цезия получены увеличение средней мощности, повышение КПД устройства, а также частоты повторения импульсов. Высказывается предположение о том, что атомы цезия девозбуждают атомы меди в метастабильном состоянии, улучшая тем самым условия образования инверсии в лазере. На недавно прошедшей конференции AMPL-2001 это утверждение было подвергнуто критическому анализу на качественном уровне [16]. При этом было отмечено, что для надежного обоснования механизма влияния добавок цезия на работу ЛПМ необходимо провести численное исследование этого влияния на развитие разряда и эволюцию параметров плазмы. Рассмотрению этого вопроса и посвящена данная статья.

Описание кинетических моделей

Кинетика плазмы лазеров на парах металлов имеет две стадии. Первая – это стадия интенсивного возбуждения атомов и развития генерации, так называемая стадия импульса. Вторая – стадия преимущественной рекомбинации. Во время второй фазы протекает совместная релаксация электронной температуры, концентрации атомов меди в метастабильном состоянии и электронов. При этом необходимо отметить, что длительности этих стадий существенно различаются. Если интервал импульса возбуждения составляет сотни наносекунд, то стадия послесвечения длится десятки микросекунд. В соответствии с этим для экономии вычислительных ресурсов было произведено разбиение расчета на два временных интервала: возбуждения и послесвечения. Для каждого интервала были разработаны математические модели. Для обеспечения самосогласованности модели производился ряд итерационных расчетов, в результате которых конечные данные одной модели использовались в качестве начальных для другой.

Импульс возбуждения

Модель для расчета процессов в течение импульса возбуждения включает в себя два взаимозависимых блока уравнений, один из которых описывает процессы в электрической схеме возбуждения, во втором представлены уравнения для температуры и концентрации электронов, полученных в результате ионизации неона, меди и легкоионизируемой добавки (цезия). В расчетах рассматривалась схема прямого разряда накопительного конденсатора, которая довольно часто используется для накачки лазеров на парах меди [5,17]. Параметры схемы возбуждения и ГРТ представлены ниже.

Параметры схемы возбуждения и ГРТ

Емкость накопительного конденсатора, нФ	1,045
Общая индуктивность разрядного контура, мкГн	3
Начальное напряжение на конденсаторе, кВ	10,3
Длина плазменного столба, см	50
Радиус плазменного столба, см	2
Частота повторения импульсов возбуждения, кГц	20

Уравнения Кирхгофа для цепи имеют следующий вид:

$$\frac{dU_{Cs}}{dt} = -\frac{I_{DT}}{C_s}, \quad (1)$$

$$\frac{dI_{DT}}{dt} = \frac{U_{Cs} - R_d(N_e, T_e)I_{DT} - R_{th}(t)I_{DT}}{L_k}, \quad (2)$$

где U_{Cs} – напряжение на накопительном конденсаторе; I_{DT} – ток ГРТ; L_k – корректирующая индуктивность; C_s – емкость конденсатора; R_{th} – сопротивление тиратрона, зависимость от времени которого выбиралась в виде

$$R_{th}(t) = R_{th0} \left(\exp\left\{-\frac{t}{tth}\right\} + R_{thend} \right). \quad (3)$$

Здесь R_{th0} – начальное значение сопротивления тиратрона (\approx ГОм); R_{thend} – конечное значение сопротивления тиратрона (\approx 1 Ом); tth – параметр переключения (\approx 1 нс).

Математическая запись модели для импульса возбуждения выглядит следующим образом:

$$\frac{dN_{Ne^+}}{dt} = k_{iNe}(T_e)N_{Ne}N_e - k_{iNe}(T_e)N_{Ne^+}N_e - \beta(T_e)N_{Ne^+}N_e^2, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{Cu^+}}{dt} = k_{iCu}(T_e)N_{Cu}N_e - k_{iCu}(T_e)N_{Cu^+}N_e - \beta(T_e)N_{Cu^+}N_e^2, \quad (5)$$

$$\frac{dN_{Cs^+}}{dt} = k_{iCs}(T_e)N_{Cs}N_e - k_{iCs}(T_e)N_{Cs^+}N_e - \beta(T_e) \cdot N_{Cs^+}N_e^2, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N_e T_e \right] = Q_j - Q_i - Q_{\Delta T}, \quad (7)$$

$$Q_j = \rho(N_e, T_e) j^2(t) \quad (8)$$

– плотность мощности, которая идет на джоулев нагрев;

$$\begin{aligned} Q_i = & (J_{iCu} k_{iCu}(T_e) N_e [N_{Cu} - N_{Cu^+}] - J_{iCu} \beta(T_e) N_{Cu} N_e^2) + \\ & + (J_{iNe} k_{iNe}(T_e) N_e [N_{Ne} - N_{Ne^+}] - J_{iNe} \beta(T_e) N_{Ne} N_e^2) + \\ & + (J_{iCs} k_{iCs}(T_e) N_e [N_{Cs} - N_{Cs^+}] - J_{iCs} \beta(T_e) N_{Cs} N_e^2) \end{aligned} \quad (9)$$

– плотность мощности, которая идет на ионизацию атомов неона, цезия и меди;

$$Q_{\Delta T} = 2 \left\{ \frac{m_e}{m_{Ne}} k_{Ne} N_{Ne} + \frac{m_e}{m_{Cu}} k_{ei} N_{Cu} + \frac{m_e}{m_{Cs}} k_{ei} N_{Cs} \right\} N_e [T_e - T_{gas}] \quad (10)$$

– плотность мощности, которая идет на охлаждение электронов за счет упругих столкновений с атомами буферного газа неона, ионами меди и цезия; N_{Ne} , N_{Cu} , N_{Cs} , N_{Ne^+} , N_{Cu^+} , N_{Cs^+} – концентрации атомов и ионов буферного газа неона, меди и цезия соответственно; $\rho(N_e, T_e)$ – удельное сопротивление плазмы,

$$\rho(N_e, T_e) = 0,043 [a_1(T_e) + a_2(N_e, T_e)] \text{ (Ом}\cdot\text{см)},$$

где

$$a_1(T_e) = 4/T_e^{3/2}, \quad (11)$$

$$a_2(N_e, T_e) = 7,4 \cdot 10^{-2} \frac{N_{Ne}}{N_e} T_e^{1/2} \quad (12)$$

– вклады, отвечающие соответственно за электрон-ионные и электрон-атомные столкновения; $N_e = N_{Cu} + N_{Cs^+} + N_{Ne^+}$ (см^{-3}) – концентрация электронов.

В данной работе преимущественно использовались значения констант скоростей, равные описанным в [18]:

$$\beta = 3,206 \cdot 10^{-27} T_e^{9/2} \text{ см}^6/\text{с}$$

– скорость тройной рекомбинации однократных ионов;

$$k_{iNe} = 4,91 \cdot 10^{-11} T_e^{1/2} \exp(-16,6/T_e) \text{ см}^3/\text{с}$$

– скорость ионизации атомов неона;

$$k_{iCu} = 5,13 \cdot 10^{-8} T_e^{1/2} \exp(-3,8/T_e) \text{ см}^3/\text{с}$$

– скорость ионизации атомов меди;

$$k_{ei} = \frac{4\sqrt{\pi}}{3} \frac{e^4 \Lambda}{T_e^2} \left[\frac{2T_e}{m_e} \right]^{1/2} \text{ см}^3/\text{с}$$

– скорость упругих столкновений с ионами, где

$$\Lambda = \frac{1}{2} \ln \left[1 + \frac{T_e^3}{2e^6 N_e} \right]$$

– кулоновский логарифм;

$$k_{Ne} = 8,9 \cdot 10^{-9} T_e^{1/2} \text{ см}^3/\text{с}$$

– скорость упругих столкновений электронов с атомами неона.

Сечение процесса упругого столкновения электрона с атомом неона σ_{Ne} считалось равным $1,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [18]. Сечения процессов ионизации и возбуждения резонансных уровней атома цезия были заимствованы из [19,20] соответственно. Скорости процессов были получены путем усреднения произведения сечения процесса на максвелловское распределение электронов по скоростям $k = \langle \sigma v \rangle$ $J_{iNe} = 21,6 \text{ эВ}$, $J_{iCu} = 7,73 \text{ эВ}$, $J_{iCs} = 3,89 \text{ эВ}$ – энергии ионизации неона, меди и цезия [19]; m_e , m_{Cs} , m_{Cu} , m_{Ne} – массы электрона, атомов цезия, неона и меди; T_g – газовая температура; $j(t)$ – плотность тока.

Этап послесвечения

Кинетическая модель, описывающая поведение параметров плазмы на этапе послесвечения, довольно проста и включает в себя уравнения для концентрации ионов буферного газа, меди, цезия и уравнение для температуры электронов:

$$\frac{dN_{Ne^+}}{dt} = -\beta(T_e)N_{Ne^+}N_e^2 - D_a^{Ne} N_{Ne^+}, \quad (13)$$

$$\frac{dN_{Cu^+}}{dt} = -\beta(T_e)N_{Cu^+}N_e^2 - D_a^{Cu}N_{Cu^+}, \quad (14)$$

$$\frac{dN_{Cs^+}}{dt} = -\beta(T_e)N_{Cs^+}N_e^2 - D_a^{Cs}N_{Cs^+}, \quad (15)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} N_e T_e \right] = \beta(T_e)N_e (J_{iCs}N_{Cs^+} + J_{iCu}N_{Cu^+} + J_{iNe}N_{Ne^+}) - Q_{\Delta T}, \quad (16)$$

где D_a – коэффициенты амбиполярной диффузии для неона, меди и цезия:

$$D_a^{Cu} = 30,201 \left[\left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) \frac{T_g^2}{p_{Ne}} \right] \frac{1}{r^2}, \quad (17)$$

$$D_a^{Ne} = 20,05 \left[\left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) \frac{T_g^{1,65329}}{p_{Ne}} \right] \frac{1}{r^2}, \quad (18)$$

$$D_a^{Cs} = 0,881 \left[\left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) \right] \frac{1}{r^2}, \quad (19)$$

где r – радиус ГРТ.

Начальные значения, полученные в результате ряда итерационных расчетов, использовались при вычислениях. (Вводимая погонная мощность равна 2 кВт/50 см. Температура стенок $T_w = 1590^\circ C = 0,161$ эВ, при этом отношение температуры на оси ГРТ к температуре стенок ГРТ составляет 1,873. При расчете использовалось значение газовой температуры $T_g = 1,5 T_w$).

Значения параметров плазмы для давления буферного газа (неона) 300 торр

Концентрация атомов меди, cm^{-3}	$1 \cdot 10^{15}$
Концентрация атомов цезия, cm^{-3}	$2 \cdot 10^{12}$
Температура газа, К	2795
Начальная концентрация ионов меди, cm^{-3}	
для расчета послесвечения,	$5,6 \cdot 10^{13}$
для расчета импульса возбуждения	$1,34 \cdot 10^{13}$
Начальная концентрация ионов цезия, cm^{-3}	
для расчета послесвечения,	$4,8 \cdot 10^{11}$
для расчета импульса возбуждения	$1,998 \cdot 10^{11}$
Начальная концентрация ионов неона, cm^{-3}	
для расчета послесвечения,	$2,888 \cdot 10^9$
для расчета импульса возбуждения	$1,2 \cdot 10^{10}$
Начальная температура электронов, эВ	
для расчета послесвечения,	0,8
для расчета импульса возбуждения	0,31

Основные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены данные о максимальном значении температуры электронов в течение импульса накачки в зависимости от различных концентраций атомов легкоионизируемой примеси.

Как видно из представленных графиков, существует некоторое критическое значение концентрации атомов цезия, при котором происходит срыв генерации. Данный вывод базируется на том, что для обеспечения инверсной населенности в лазере на парах меди температура электронов должна быть больше 1,7 эВ. При более низкой температуре электронов более эффективно (по сравнению с резонансными) возбуждаются метастабильные уровни атома

меди. Данный эффект объясняется тем, что при относительно небольшой концентрации ($10^{12} \div 10^{13} cm^{-3}$) атомы цезия практически полностью ионизируются еще в начальный интервал импульса возбуждения, так как сечения прямой ионизации и ионизации через резонансный уровень значительно превышают аналогичные для атома меди, к тому же порог ионизации составляет всего 3,89 эВ (то время как у меди 7,728 эВ).

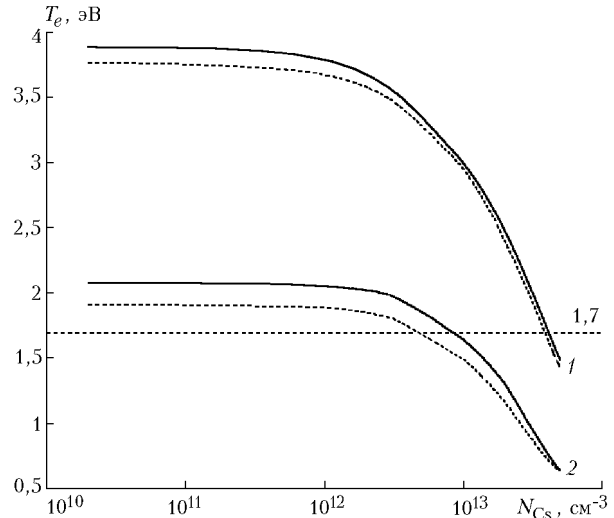


Рис. 1. Зависимость температуры электронов от концентрации атомов цезия при различных давлениях буферного газа (сплошная кривая 300 торр, пунктирные 225 торр) для концентраций ионов меди ($N_{Cu^+} = 1,34 \cdot 10^{12} cm^{-3}$ (1) и $1,34 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ (2))

Из рис. 2 следует, что плотность мощности, затрачиваемой на ионизацию атомов цезия, превышает на начальном этапе плотность мощности, которая идет на ионизацию атомов меди и тем более на ионизацию атомов буферного газа. Кроме того, в соответствии с рис. 1 можно сделать вывод о том, что критическое значение концентрации атомов цезия зависит от концентрации буферного газа и предимпульсной концентрации электронов, образовавшихся преимущественно в результате ионизации атомов меди.

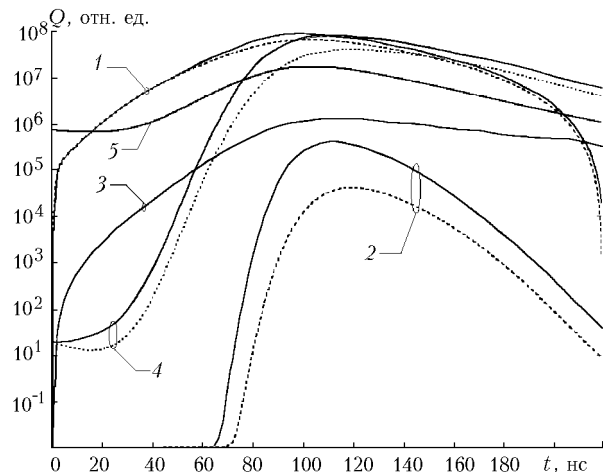


Рис. 2. Временные зависимости мощностей: вводимой в плазму ГРТ (1); идущей на ионизацию неона (2); затрачиваемой на нагрев газа в упругих столкновениях (3); идущей на ионизацию меди (4); идущей на ионизацию цезия (5). Сплошные кривые для $N_{Cs} = 9 \cdot 10^{12} cm^{-3}$, пунктирные для $N_{Cs} = 0 cm^{-3}$

Из расчетов следует, что для более низких концентраций атомов буферного газа при одинаковых величинах легкоионизируемой примеси наблюдается уменьшение максимальной температуры электронов. Однако влияние буферного газа не столь значительно по сравнению с влиянием предимпульсной ионизации атомов меди. Вследствие гораздо большей концентрации меди даже небольшая (порядка нескольких процентов) ионизация ее атомов ведет к образованию значительной концентрации электронов, которые затрудняют разогрев плазмы.

Таким образом, можно сделать вывод о существовании диапазона оптимальных концентраций легкоионизируемой примеси, внутри которого можно ожидать увеличения характеристик лазеров на парах металлов. Верхняя граница этого диапазона определяется скоростью нарастания и максимальным значением температуры электронов, достижимой в течение импульса возбуждения.

При введении добавок цезия происходит уменьшение вводимой в ГРТ мощности. Это происходит вследствие того, что для получения того же количества электронов приходится затрачивать меньшую энергию. Такое обстоятельство может привести к повышению эффективности лазера.

Из приведенных численных экспериментов следует, что введение добавок цезия ведет к уменьшению мощности, затрачиваемой на ионизацию атомов буферного газа, и степени ионизации неона. Уменьшается и мощность, которая идет на ионизацию атомов меди (см. рис. 2), и соответственно снижается итоговая ионизация меди. При увеличении концентрации атомов примеси этот эффект проявляется наиболее отчетливо. Необходимо заметить, что при этом потоки мощности, затрачиваемые на охлаждение электронов за счет упругих столкновений с атомами неона и ионами меди и цезия, остаются практически неизменными.

В работе [16] было отмечено, что влияние цезия на населенность метастабильного уровня незначительно. Даже при концентрации примеси, равной $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, время тушения атомов меди в метастабильном состоянии в соударениях с цезием остается очень большим (порядка микросекунд), в то время как длительность всего импульса возбуждения составляет сотни наносекунд. На этапе релаксации соударения с возбужденными атомами цезия лишь убыстряют процесс установления равновесной с температурой электронов населенности метастабильного уровня атома меди. При этом необходимо заметить, что при данной концентрации атомов цезия температура электронов не достигает уровня 1,7 эВ, необходимого для развития генерации (см. рис. 1).

Переходя к рассмотрению влияния добавок цезия на работу разрядного контура, отметим то обстоятельство, что амплитуда тока, осуществляющего джоулев нагрев электронов, практически не изменяется при уменьшении амплитуды напряжения на ГРТ и смещении максимума в область больших времен (рис. 3).

Вклад электрон-атомных столкновений в сопротивление плазмы уменьшается при увеличении вклада кулоновских электрон-ионных столкновений (рис. 4). Это объясняется увеличением концентрации электронов, что особенно заметно на начальной стадии импульса возбуждения. Однако для рассмотренных случаев высоких концентраций атомов буферного газа наиболее существенным остается вклад в сопротивление от электрон-атомных столкновений, за исключением начального интервала времени.

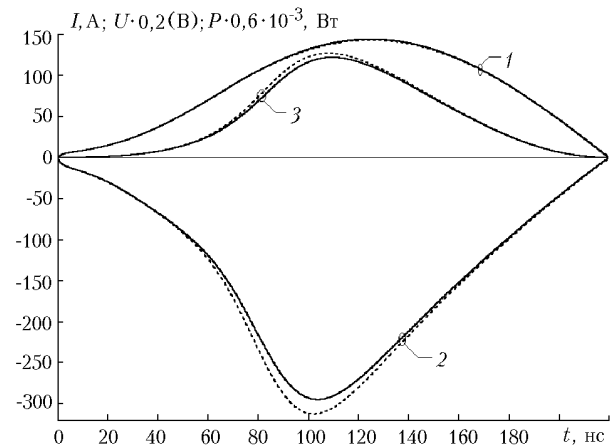


Рис. 3. Временные зависимости тока (1), напряжения (2), мощности (3). Сплошные кривые для $N_{Cs} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, пунктирные для $N_{Cs} = 0 \text{ см}^{-3}$

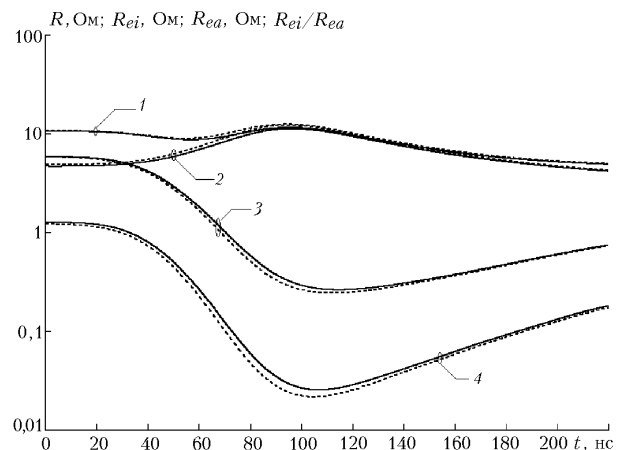


Рис. 4. Временные зависимости общего сопротивления ГРТ R (1), вклада электрон-атомных столкновений R_{ea} (2), вклада кулоновских электрон-ионных столкновений R_{ei} (3), отношение вклада в сопротивление кулоновских электрон-ионных столкновений к вкладу электрон-атомных столкновений (4). Сплошные кривые для $N_{Cs} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, пунктирные для $N_{Cs} = 0 \text{ см}^{-3}$

Увеличением концентрации электронов в начальный интервал импульса возбуждения объясняется и тот факт, что возрастание температуры электронов немного замедляется с одновременным уменьшением максимального значения.

Далее рассмотрим, за счет чего же происходит улучшение параметров лазера в наших экспериментах по сравнению с экспериментами [13–15]. Проанализируем последовательно процессы в течение импульса возбуждения и в межимпульсный период (фаза релаксации).

Импульс накачки

Из проведенных экспериментов следует, что во время импульса возбуждения наблюдается незначительное замедление скорости нарастания температуры электронов, которое должно приводить к некоторому росту населенности метастабильного уровня атома меди и ухудшать условия генерации. Однако в действительности, в начале импульса накачки, когда температура электронов еще не достигла критического значения, практически вся энергия, вкладываемая в разряд, расходуется на ионизацию и воз-

буждение атомов цезия, в то время как поток мощности, направленный на возбуждение атомов меди, незначителен. Только после того как цезий практически полностью ионизован, основной поток мощности переходит на возбуждение и ионизацию атомов меди. Необходимо отметить, что к этому моменту температура электронов практически достигает значения 1,7 эВ, при котором сравниваются скорости возбуждения резонансных и метастабильных уровней атома меди. В результате получили, что будет происходить возбуждение преимущественно резонансных уровней, которое улучшит образование инверсной населенности и выходной мощности лазера.

В начале импульса возбуждения основным поставщиком электронов в плазму разряда являются атомы цезия. Они быстро и практически полностью ионизируются, причем с гораздо меньшими затратами энергии, чем при ионизации атомов меди. Спустя некоторое время электроны образуются преимущественно в результате ионизации меди, но итоговая степень ионизации и концентрация электронов оказываются меньше. После ионизации атомов цезия уменьшается скорость нарастания концентрации электронов.

Как было отмечено ранее, при введении небольших добавок цезия уменьшаются итоговая степень ионизации меди и, вследствие этого, концентрация электронов. Чем ниже предимпульсная степень ионизации атомов меди, тем этот эффект более ярко выражен. Здесь уместно отметить, что в лазерах на парах галогенидов меди степень ионизации меди ниже, таким образом, применение легкоионизируемых примесей в лазерах данного типа должно быть более эффективным по сравнению с ЛПМ.

Этап послесвечения

Рассмотрим процессы, происходящие на этапе послесвечения. Как уже отмечалось, итоговая ионизация атомов меди в период импульса возбуждения в лазере с добавками цезия уменьшается. Заметим, что ионизация атомов буферного газа незначительна. Проследим, как будет релаксировать общая концентрация электронов на этапе послесвечения. Общая концентрация электронов в основном определяется вкладом электронов, полученных в результате ионизации атомов меди и электронов, образовавшихся в результате ионизации атомов цезия. Скорости деионизации и девозбуждения атомов цезия превышают аналогичные для атомов меди в соответствии с соотношением детального баланса [21].

В результате вклад в общую концентрацию электронов на этапе послесвечения, полученный от атомов цезия, пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от атомов меди. В итоге, вследствие меньшей ионизации атомов меди, уменьшаются общая концентрация электронов на этапе послесвечения и, следовательно, значение предимпульсной концентрации электронов. Скорость релаксации концентрации электронов будет практически полностью определяться скоростью релаксации электронов, полученных в результате ионизации атомов меди. На релаксацию температуры электронов влияние дополнительных электронов, образовавшихся в результате ионизации атомов цезия, пренебрежимо мало по сравнению с рекомбинационным потоком от меди. Необходимо заметить, что при этом энергия электронов будет частично теряться за счет упругих столкновений с ионами цезия.

Заключение

Итак, на примере смеси неон–медь с добавками цезия методом численного моделирования изучено влияние легкоионизируемой примеси на процессы развития разряда и поведение параметров плазмы. Результаты численных экспериментов опровергают предложенную в [13–15] интерпретацию увеличения энергетических и частотных характеристик через процесс девозбуждения атомами цезия метастабильных уровней атома меди. Показано, что добавки цезия позволяют не только улучшить условия возбуждения резонансных уровней лазера на парах меди, но и снизить ограничения на предимпульсную концентрацию электронов, которая является существенным фактором, определяющим как частотные, так и энергетические параметры лазера на парах меди [22]. Можно ожидать положительного влияния малых добавок цезия на генерационные характеристики лазеров на парах других металлов и их соединений.

Авторы выражают признательность профессорам Г.Г. Петрашу и С.И. Яковленко за интерес к работе, А.М. Бойченко – за полезную дискуссию.

1. *Fowles G.R., Silfast W.T.* High-gain transition in lead vapor // *Appl. Phys. Lett.* 1965. V. 6. № 12. P. 236–237.
2. *Piltch M., Walter W.T., Solimene N., Gould G., Benett W.R.* Pulsed laser transitions in manganese vapor // *Appl. Phys. Lett.* 1965. V. 7. № 11. P. 309–310.
3. *Петраш Г.Г.* Импульсные газоразрядные лазеры // *Успехи физ. наук.* Т. 105. № 4. С. 645–676.
4. *Лазеры на парах металлов и их галогенидов* // Тр. ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1987. Т. 181. М.: Наука, 1987. 194 с.
5. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Научн. книга, 1998. 544 с.
6. *Dimitrov K.D., Sabotinov N.V.* High power and high efficiency copper bromide vapor laser // *Proc. SPIE.* 1997. V. 3052. P. 126–130.
7. *Withford M.J., Brown D.J., Carman R.J., Piper J.A.* Kinetically enhanced copper vapor lasers employing H₂–HCl–Ne buffer gas mixtures // *Opt. Commun.* 1998. V. 154. № 1. P. 160–166.
8. *Евтушенко Г.С., Петраш Г.Г., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Шиянов Д.В.* CuBr-лазер с пониженным энерговкладом в разряд // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30. № 5. С. 406–408.
9. *Jones D.R., Maitland A., Little C.E.* A high efficiency 200 W average power copper HyBrID laser // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. V. 30. № 11. P. 2385–2390.
10. *Евтушенко Г.С., Петраш Г.Г., Суханов В.Б., Федоров В.Ф.* CuBr-лазер с частотой повторения импульсов до 300 кГц // *Квант. электрон.* 1999. Т. 28. № 3. С. 220–222.
11. *Яковленко С.И.* Основные физические проблемы лазерного выделения весовых количеств редкого изотопа иттербия // *Квант. электрон.* 1998. Т. 25. № 11. С. 971–988.
12. *Bokhan P.A., Zakrevskiy D.E., Fateev N.V.* Laser isotope separation for microelectronic purposes: Abstr. // *V Int. Conf. Atomic and molecular pulsed laser.* Tomsk, September, 2001. Tomsk, 2001. P. 110.
13. *Masumura Yu., Ishikawa T., Saitoh H.* Improvement of the lasing performance of the CuCl–He-laser by adding Ag atoms as energy donors and Cs atoms as energy acceptors // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64. № 25. P. 3380–3382.
14. *Sakata S., Oohori K., Higuchi M.* CuBr–CsBr–Ne-laser with high-repetition frequency; relaxation control by energy acceptor // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. V. 30. № 10. P. 2166–2172.
15. *Ohzu A., Kato M., Maruyama Y.* Influence of Cs and Ag metal vapor on output characteristics of a HyBrID copper vapor laser // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 76. № 23. P. 2979–2981.
16. *Petrash G.G.* Influence of Cs additives on CVL operation: Abstr. // *V Int. Conf. Atomic and molecular pulsed laser.* Tomsk, September, 2001. Tomsk, 2001. P. 24.

17. *Vuchkov N.K., Astadjov D.N., Sabotinov N.V.* Influence of the excitation circuits on the CuBr laser performance // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. № 3. P. 750–758.
18. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 6. С. 501–505.
19. *Физические величины: Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
20. *Запесочный И.П., Постой Е. Н., Алексахин И.С.* Возбуждение резонансных уровней атомов щелочных элементов // Ж. эксперим. и теор. физ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1724–1735.
21. *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 250 с.
22. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V.* The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper vapor laser // Laser phys. 2001. V. 11. № 5. P. 580–588.

O.V. Zhdaneev, G. S. Evtushenko. **Numerical investigation of the effect of cesium on copper vapor laser performance.**

In this work possibility of using of an easy ionized addition in the copper vapor laser with the purpose of enhancement the laser performance is numerically investigated. For this study, a self-consistent computer model describing the processes in the excitation electrical circuit and in the laser discharge tube was developed. It was shown that cesium addition enhances the formation of the inverse population and plasma relaxation in copper laser. We explain these improvements by reducing the pre-pulse electron density and creation of conditions favorable for better excitation of the laser upper levels.