

Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди

С.И.Яковленко

Рассмотрен один из механизмов срыва инверсии в лазерах на парах меди, обусловленный высокой предимпульсной плотностью электронов. Показано, что это происходит при некоторой критической плотности электронов $N_{e\text{cr}}$. Если предимпульсная плотность электронов превышает $N_{e\text{cr}}$, то температура электронов $T_{e\text{cr}}$ в течение импульса нагрева плазмы не достигает ~ 2 эВ, что необходимо для возникновения генерации. Дана простая оценка $N_{e\text{cr}}$.

Ключевые слова: лазеры на парах меди, срыв инверсии, критическая плотность электронов.

Введение

Лазерам на парах меди (ЛПМ) посвящено огромное число работ (см. литературу в обзорах и книгах [1–4]). Однако принципиальный вопрос о том, что ограничивает частоту повторения импульсов самоограниченных медных лазеров, до сих пор вызывает споры среди специалистов, занимающихся ЛПМ десятки лет. В работах Г.Г. Петраша и др. [5–7] основное ограничение связывается с остаточной (оставшейся от предыдущего импульса) населенностью нижнего метастабильного рабочего состояния атома. П.А. Бохан и др. [8–13] считают, что ограничение частоты повторения вызвано большой остаточной плотностью электронов, которая, по их мнению, препятствует быстрому разогреву электронов и увеличивает скорость заселения метастабильных уровней в ходе импульса. О том, что большая предимпульсная плотность электронов может влиять на эффективность ЛПМ, говорят и результаты расчетов [14].

История исследования вопроса об ограничении частоты повторения импульсов накачки в ЛПМ и соответствующие ссылки содержатся в недавнем обзоре Г.Г. Петраша [15]. В нем, в частности, отмечено, что сам механизм ограничений, связанный с высокой начальной плотностью электронов, пока еще детально не разработан (см. [15], с. 19). Рассмотрению этого механизма и посвящена настоящая статья.

Разумеется, исследовать причины ограничений можно на основе подробной самосогласованной компьютерной модели ЛПМ; такого рода модели построены в работах [14, 17–19]. Они ориентированы на сравнительно полный анализ как кинетических процессов в лазерной трубке, так и изменения токов и напряжений в электрической цепи. Однако эти модели не только сложны, но и по необходимости включают в себя некоторые не вполне известные характеристики разряда. Нам хотелось бы продемонстрировать природу ограничений в явной форме, поэтому ниже при рассмотрении причин ограничения

на начальную плотность электронов используются простые кинетические модели, непосредственно опирающиеся на экспериментальные зависимости временного поведения плотности тока. Это позволяет получить простую оценку критической плотности электронов. В качестве необходимого условия создания инверсии используется известное ограничение температуры электронов снизу.

1. Кинетические модели

Ввиду того, что длительность характерного времени накачки на три порядка меньше времени между импульсами, имеет смысл рассматривать две модели временного поведения характеристик плазмы ЛПМ. Одна модель описывает развитие ионизации плазмы под воздействием импульса греющего поля, вторая – послесвечение. Результаты расчетов в рамках этих моделей позволяют найти начальные условия для каждой из них.

1.1. Ионизация плазмы в ходе накачки

Основные уравнения. Кинетическая модель ионизации смеси медных паров греющим импульсом включает в себя уравнения для плотности ионов меди и инертного газа $N_{i\text{Cu}}$, $N_{i\text{Ne}}$, а также уравнение теплового баланса для температуры электронов T_e :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{i\text{Cu}}}{dt} &= k_{i\text{Cu}}N_e(N_{\text{Cu}} - N_{i\text{Cu}}), \\ \frac{dN_{i\text{Ne}}}{dt} &= k_{i\text{Ne}}N_e(N_{\text{Ne}} - N_{i\text{Ne}}), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N_e T_e \right) = -Q_{i\text{Cu}} - Q_{i\text{Ne}} - Q_{\Delta T} + \frac{1}{\sigma} j^2(t).$$

Здесь $N_e = N_{i\text{Cu}} + N_{i\text{Ne}}$ – плотность электронов; $k_{i\text{Cu}}$, $k_{i\text{Ne}}$ (в $\text{см}^3/\text{с}$) – скорости ионизации атомов меди и неона соответственно (здесь и везде под скоростью k_X бинарного процесса X понимается усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения этого процесса σ_X на скорость относительного движения частиц: $k_X = \langle \sigma_X v \rangle$); N_{Cu} , N_{Ne} – плотности тяжелых частиц (ионов и нейтральных атомов) меди и неона;

$$Q_{iCu} = J_{iCu} k_{iCu} N_e (N_{Cu} - N_{iCu}), \quad (2)$$

$$Q_{iNe} = J_{iNe} k_{iNe} N_e (N_{Ne} - N_{iNe})$$

– плотность мощности, затрачиваемой на ионизацию меди и неона; $J_{iCu} = 7.73$ эВ, $J_{iNe} = 21.6$ эВ – энергии ионизации меди и неона;

$$Q_{\Delta T} = 2 \left(\frac{m_e}{m_{Ne}} k_{Ne} N_{Ne} + \frac{m_e}{m_{Cu}} k_{ei} N_e \right) N_e (T_e - T_g) \quad (3)$$

– плотность мощности, затрачиваемой на охлаждение электронов за счет упругих столкновений с атомами неона и ионами меди; k_{Ne} , k_{ei} – скорости упругих столкновений электронов с атомами неона и ионами; m_e – масса электрона; m_{Ne} , m_{Cu} – массы атомов неона и меди; T_g – газовая температура;

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e} (k_{Ne} N_{Ne} + 1.96 k_{ei} N_e)^{-1} \quad (4)$$

– проводимость плазмы; множитель во втором слагаемом в круглых скобках примерно равен двум в связи с тем, что малая группа электронов, проводящих ток, сталкивается не только с ионами, но и с основной массой электронов. Конкретное значение 1.96 приведено, например, в [20].

Последний член в правой части уравнения теплового баланса электронов описывает джоулев нагрев, пропорциональный квадрату плотности тока. Зависимость плотности тока от времени $j(t)$ далее будем брать из экспериментальных данных.

Используемые скорости реакций. Для скоростей упругих столкновений использовались выражения

$$k_{Ne} = (T_e/1 \text{ эВ})^{1/2} 8.9 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}, \quad (5)$$

$$k_{ei} = \frac{4\sqrt{\pi} e^4 A}{3 T_e^2} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad A = \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{T_e^3}{2e^6 N_e} \right).$$

При этом сечение упругого столкновения электрона с атомом неона σ_{Ne} полагалось равным $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, а для кулоновских столкновений использовались известные выражения из [20, 21].

Скорости ионизации меди и неона описываются формулами

$$k_{iCu} = 2 \cdot 10^{-7} F(E_{Cu}^*/T_e) \text{ см}^3/\text{с}, \quad (6)$$

$$k_{iNe} = 4 \cdot 10^{-10} F(E_{Ne}^*/T_e) \text{ см}^3/\text{с}, \quad F(x) = 0.5e^{-x}/x^{1/2},$$

где $E_{Cu}^* = 3.8$ эВ, $E_{Ne}^* = 16.6$ эВ. При этом скорости ионизации меди и неона считались равными скорости возбуждения резонансных состояний. Это справедливо в режиме квазистационарной ионизации, когда каждый акт возбуждения сопровождается актом ионизации возбужденного состояния (подробнее см. [21, 22]). Подгоночная функция $F(x)$ хорошо описывает зависимость скорости возбуждения резонансного состояния меди ${}^2P_{3/2}$ от температуры электронов [18, 26].

1.2. Послесвечение

Кинетическая модель послесвечения достаточно проста и хорошо изучена в связи с анализом кинетики плазменных лазеров [22]. Она включает в себя уравнения для плотности и температуры электронов:

$$\frac{dN_e}{dt} = C_r T_e^{-9/2} N_e^3, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N_e T_e \right) = E_r C_r T_e^{-9/2} N_e^3 - Q_{\Delta T}.$$

Здесь

$$C_r = \frac{4}{5} \frac{2^{5/2} \pi^{3/2}}{9} \frac{e^{10}}{\sqrt{m_e}} A = 5.8 \cdot 10^{-26} \text{ эВ}^{9/2} \cdot \text{см}^6/\text{с} \quad (8)$$

– константа, характеризующая скорость тройной рекомбинации [22–24]; $E_r \approx J_{iCu} = 7.73$ эВ – энергия, выделяющаяся за один акт рекомбинации.

2. Анализ экспериментов

2.1. Выбор начальных данных

Некоторые параметры плазмы. Для иллюстрации механизма срыва инверсии ниже в основу рассмотрения положены параметры плазмы, близкие к параметрам в условиях детальных экспериментов [6] (см. также [4, 15, 16]). В этих экспериментах использовалась промышленная трубка с внутренним диаметром $d = 20$ мм и длиной $l = 40$ см, работавшая при давлении неона 300 Тор и частоте повторения импульсов 10 кГц. Средняя мощность возбуждения составляла 2 кВт. Были измерены временные зависимости тока и напряжения (пиковое значение тока составило 300 А). Для выявления роли метастабильных уровней использовался метод двоянных импульсов [5]. Методом резонансного поглощения были измерены населенности метастабильных и резонансных уровней для разных задержек Δt второго импульса относительно основного. При уменьшении задержки ($\Delta t < 15$ мкс) усиление отсутствовало – населенность метастабильного состояния за время всего импульса была выше населенности резонансного уровня (рис. 1).

Среди задаваемых параметров нет конкретных экспериментальных данных о газовой температуре и начальной плотности электронов. Останемся на этих вопросах.

Газовая температура. При рассмотрении распределения газовой температуры по радиусу r длинной трубки часто используют выражение [15]

$$T_g(r) = \left[T_w^{b+1} + \left(1 + \frac{4r^2}{d^2} \right) \frac{W_d(b+1)}{4\pi A} \right]^{1/(b+1)}. \quad (9)$$

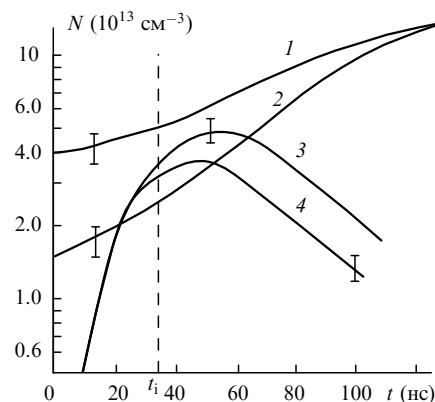


Рис. 1. Измеренное поведение населенностей лазерных уровней ЛПМ – метастабильного уровня ${}^2D_{5/2}$ (1, 2) и резонансного уровня ${}^2P_{3/2}$ (3, 4) во время импульса возбуждения при задержке $\Delta t = 15$ (1, 4) и 70 мкс (2, 3). Взято из обзора [15].

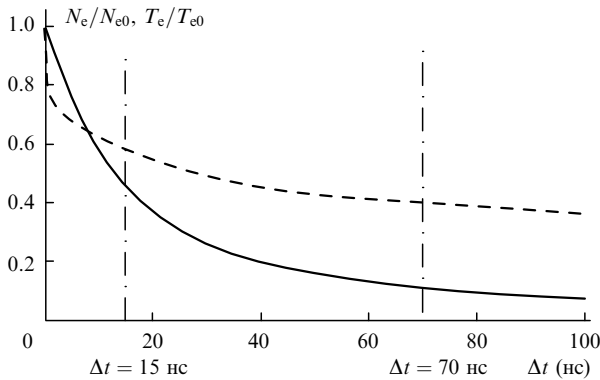


Рис.2. Временные зависимости плотности (сплошная кривая) и температуры (штриховая кривая) электронов в послесвечении при $N_{e0} = 3.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_{e0} = 1 \text{ эВ}$.

Здесь предполагается, что теплопроводность газа аппроксимируется выражением $\kappa = AT_g^b$ (для неона $A = 8.96 \times 10^{-6} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}^{1.683}$, $b = 0.683$ [4]); T_w — температура стенок; d — диаметр трубки; W_d — средняя погонная мощность (мощность, вводимая на единицу длины трубки). Считается, что вся вводимая мощность идет на нагрев газа.

При погонной мощности $W_d = 2 \text{ кВт/40 см}$ и температуре стенок $T_w = 1590^\circ\text{C} = 0.161 \text{ эВ}$ отношение температуры на оси трубки к температуре стенок $T_g(0)/T_w = 2$. В расчетах используется средняя газовая температура $T_g = 1.5T_w$.

Плотность паров меди. В работах [4, 6, 15, 16] приведены данные для населенностей метастабильных уровней N_m , в частности в начальный момент времени. Считая, что населенность метастабильного уровня связана с населенностью основного состояния бoльцмановским распределением, для плотности паров меди имеем

$$N_{\text{Cu}} = N_m(2/6) \exp(1.389 \text{ эВ}/T_{e0}) \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad (10)$$

где $T_{e0} \approx 1.22T$ — начальная температура электронов (см. ниже); $N_m \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ — предимпульсная населенность метастабильных уровней. Ориентируясь на экспериментальные данные, мы взяли в расчетах несколько меньшее значение $N_{\text{Cu}} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Начальные плотность и температура электронов. В задаче об ионизации плазмы начальные плотность N_{e0} и температура T_{e0} электронов брались из расчетов послесвечения. Для расчетов послесвечения эти параметры были получены из решения задачи об ионизации плазмы. Для того чтобы начальные и конечные плотности и температуры электронов в этих задачах согласовывались, проводились итерационные расчеты. В результате для начальных плотности и температуры электронов перед импульсами, следующими через 100 мкс, были получены $N_{e0} \approx 2.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{e0} = 1.22T$ — для начальных условий задачи об ионизации; $N_{e0} \approx 3.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_{e0} \sim 1 \text{ эВ}$ — для начальных условий задачи о послесвечении. Температура и плотность электронов в другие моменты послесвечения приведены на рис.2.

2.2. Результаты расчетов

На рис.3, 4 представлены результаты расчетов с разными начальными плотностями электронов. Эти плотности примерно соответствуют моментам времени $\Delta t = 70$ и 15 нс в послесвечении предыдущего импульса начакки экспериментов [4, 6, 15, 16]. Необходимые для рас-

четов параметры приведены ниже.

Плотность неона $N_{\text{Ne}} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
 Плотность паров меди $N_{\text{Cu}} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$
 Температура газа $T_g = 2800 \text{ К}$
 Длина и диаметр плазменного столба $L = 40 \text{ см}, d = 2 \text{ см}$
 Пиковые ток и плотность тока $J_{\text{max}} = 300 \text{ А}, j_{\text{max}} = 95.5 \text{ А/см}^2$
 Начальные плотность и температура $N_{e0} = 3.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$,
 электронов в послесвечении $T_{e0} = 0.8 \text{ эВ}$
 Предимпульсная плотность электронов $N_{e0} = 2.6 \cdot 10^{13}$,
 для задержек в послесвечении 100, 70 $3.7 \cdot 10^{13}$ и
 и 15 мкс соответственно $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Как видно из рис.3,б и 4,б, основная доля мощности, вводимой в среду за счет джоулева нагрева, расходуется в рассматриваемых условиях на ионизацию меди. На нагрев газа за счет упругих столкновений и ионизацию неона расходуется мало энергии. Электронная температура имеет максимум вблизи того момента времени, когда мощность, вводимая в среду, сравнивается с мощностью, затрачиваемой на ионизацию. Это происходит еще на участке роста тока пучка. Наличие максимума у температуры электронов имеет принципиальное значение для условий достижения генерации (см. ниже).

В рассмотренном случае большой плотности неона упругие столкновения с атомами неона на всех существенных этапах ионизации (за исключением самого начального) преобладают над кулоновскими столкновениями с электронами и ионами, т. е. столкновения с атомами неона вносят основной вклад в сопротивление плазмы. Расчеты показывают, что при малой плотности неона кулоновские столкновения преобладают на значительно большем промежутке времени. Это определяет сопротивление плазмы в начальные моменты времени, на что обращено внимание в работе [25].

3. Критическая плотность электронов

Как известно, для формирования инверсной населенности рабочих уровней в медном лазере необходимо, чтобы температура электронов превышала некоторую критическую температуру $T_{e\text{cr}} \approx 2 \text{ эВ}$. При $T_e < T_{e\text{cr}}$ метастабильные состояния возбуждаются электронами эффективнее, чем резонансные уровни, и поэтому инверсии не возникает [15, 16]. В то же время, как уже отмечалось, еще на участке роста тока температура электронов достигает максимума. Если максимальная температура оказывается меньше критической $T_{e\text{cr}}$, генерация невозможна. В свою очередь возможность достижения высокой температуры электронов существенно ограничена начальной плотностью электронов. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Мощность, вводимая в среду, пропорциональна сопротивлению плазмы, т. е. обратно пропорциональна плотности электронов. В то же время затраты на ионизацию прямо пропорциональны плотности электронов (см. (1)). Следовательно, для данной плотности тока и данной температуры электронов имеет место такая критическая плотность электронов, начиная с которой мощность, вводимая в среду, будет меньше мощности, затрачиваемой на ионизацию.

Уравнение для критической плотности электронов $N_{e\text{cr}}$ можно получить, приравняв мощность, вводимую в среду при пиковой плотности тока j_{max} , к мощности, затрачиваемой на ионизацию меди при критической

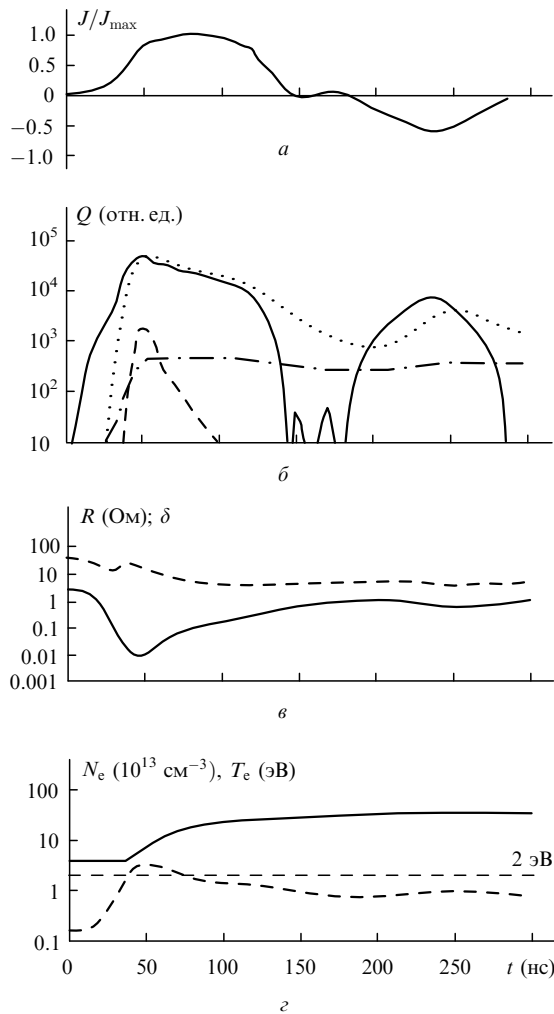


Рис.3. Временная зависимость тока и характеристик плазмы во время импульса нагрева при начальной плотности электронов $N_{e0} = 3.7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, примерно соответствующей $\Delta t = 70 \text{ нс}$ для послесвечения (см. рис.1, 2):

a – ток, проходящий через трубку $J(t)$ (зависимость взята из экспериментов [4, 6, 15, 16]); b – мощность, вводимая в среду (джоулов нагрев $j^2(t)/\sigma$) (сплошная кривая), мощность, затрачиваемая на ионизацию меди Q_{iCu} (пунктир), мощность, затрачиваемая на ионизацию неона Q_{iNe} (штриховая кривая), и мощность, затрачиваемая на нагрев газа в упругих столкновениях $Q_{\Delta T}$ (штрихпунктир); c – отношение вклада в проводимость плазмы кулоновских столкновений ко вкладу упругих столкновений с неоном $\delta = k_{Ne}(T_e)N_{Ne}/2k_{ei}(T_e)N_e$ (сплошная кривая) и сопротивление плазменного столба R (штриховая кривая); z – $N_e(t)$ (сплошная кривая), $T_e(t)$ (штриховая кривая).

температуре электронов:

$$\frac{j_{\max}^2 m_e}{e^2 N_{e\text{cr}}} [k_{Ne}(T_{e\text{cr}})N_{Ne} + 2k_{ei}(T_{e\text{cr}})N_{e\text{cr}}] = J_{iCu} k_{iCu}(T_{e\text{cr}})N_{e\text{cr}}N_{Cu}. \quad (11)$$

Отсюда для критической плотности получаем следующее выражение:

$$N_{e\text{cr}} = N_{e\text{cr}0} [a + (a^2 + 1)^{1/2}], \quad (12)$$

где

$$N_{e\text{cr}0} = \frac{j_{\max}}{e} \left(\frac{m_e k_{Ne}(T_{e\text{cr}})N_{Cu}}{J_{Cu} k_{i\text{cr}}N_{Ne}} \right)^{1/2} \quad (13)$$

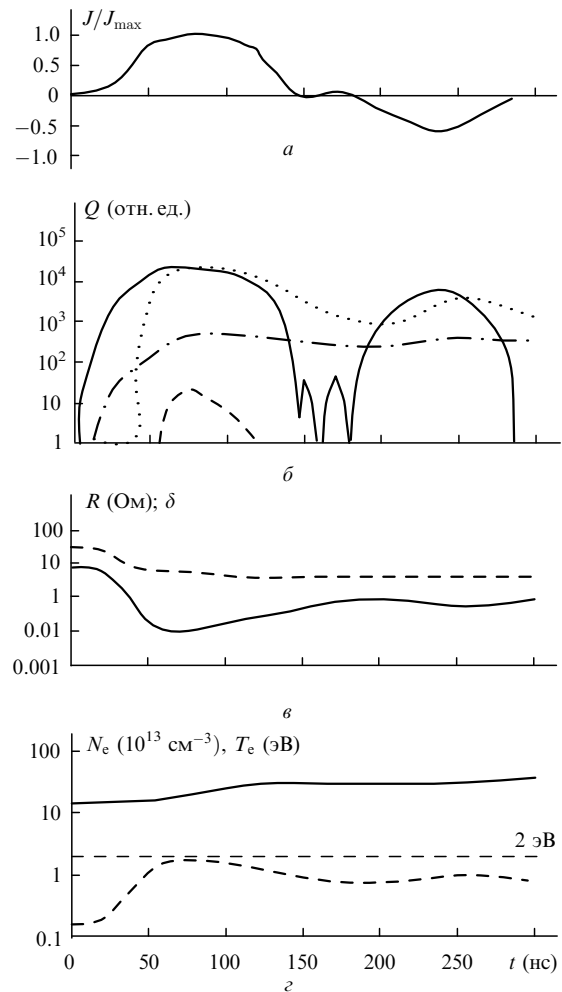


Рис.4. То же, что и на рис.2, при начальной плотности электронов $N_{e0} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, примерно соответствующей $\Delta t = 15 \text{ нс}$ для послесвечения (см. рис.1, 2).

– критическая плотность в случае, когда проводимость определяется столкновениями с нейтральными частицами $k_{Ne}(T_{e\text{cr}})N_{Ne} \gg k_{ei}(T_{e\text{cr}})N_{e\text{cr}}$;

$$a = \frac{k_{ei}(T_{e\text{cr}})N_{e\text{cr}0}}{k_{Ne}(T_{e\text{cr}})N_{Ne}} \quad (14)$$

– некоторая безразмерная величина, существенная в тех случаях, когда заметный вклад в проводимость вносят кулоновские столкновения.

Граничная степень ионизации плазмы, при которой сравниваются вклады кулоновских столкновений и столкновений с нейтральными частицами ($a = 1$), определяется выражением

$$\frac{N_{e\text{cr}0}}{N_{Ne}} = \frac{K_{Ne}(T_{e\text{cr}})}{k_{ei}(T_{e\text{cr}})} \approx 5 \cdot 10^{-4}. \quad (15)$$

При начальной плотности электронов, превышающей критическую ($N_e > N_{e\text{cr}}$), генерация в принципе невозможна, даже если предимпульсная населенность метастабильных уровней по каким-либо причинам станет пренебрежимо мала. Это, конечно, не означает, что при $N_e < N_{e\text{cr}}$ генерация обязательно имеет место.

Приведенная здесь простая оценка подтверждается непосредственными расчетами. Например, при $T_{e\text{cr}} = 2 \text{ эВ}$,

$j_{\max} = 95 \text{ А/см}^2$, $N_{\text{Cu}} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ критическая плотность электронов $N_{\text{ср}} = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Расчет начальной плотности электронов $N_{e0} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. рис.4) показывает, что электронная температура действительно недостаточна для генерации.

Согласно приведенным выше расчетам послесвечения (см. рис.2), ориентированным на эксперименты [4, 6, 15, 16], плотность электронов N_{e0} через 15 мкс после окончания импульса составляет $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что приближается к критической плотности. Как показывают эксперименты со сдвоенными импульсами (см. рис.1), при подаче второго импульса накачки через 15 мкс после окончания первого импульса населенность резонансного уровня оказывается меньше населенности метастабильного в течение всего импульса накачки. Если же второй импульс подается через 70 нс, то начальная плотность электронов $N_{e0} = 3.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ меньше критической. В этом случае согласно тем же измерениям инверсия имеет место.

Сказанное не означает, что высокая начальная плотность электронов является в экспериментах [4, 6, 15, 16] единственной причиной срыва генерации при небольшой задержке сдвоенного импульса. Высокая начальная населенность метастабильных уровней также ухудшает условия инверсии. Тем не менее ясно, что даже при населенности метастабильных уровней, равной нулю, инверсия может срываться вследствие высокой остаточной плотности электронов.

Заключение

Обсудим кратко два основных механизма, приводящих к срыву инверсии.

В связи с ограничениями, обусловленными предимпульсной плотностью метастабильных уровней, отметим следующее. В обсуждаемых условиях время релаксации метастабильных уровней под воздействием электронных ударов значительно меньше времени между импульсами накачки. Большая предимпульсная плотность метастабильных уровней связана не с тем, что они не успевают распасться до следующего импульса, а со сравнительно высокой предимпульсной температурой электронов, из-за которой эти уровни заселяются за счет электронного возбуждения из основного состояния. Следовательно, при рассмотрении ограничений, связанных с предимпульсной плотностью метастабильных уровней, надо говорить не об «остаточной плотности» последних, а о том, что это ограничение связано как со временем релаксации температуры электронов, так и с тем, что газовая температура высока. Уменьшить разрыв между газовой и электронной температурами можно разными способами, например повышая плотность буферного газа и заменяя неон гелием, а также используя небольшие молекулярные добавки. Возможно, имеет смысл пытаться обеспечить высокую плотность паров меди при низких газовых температурах, используя импульсное испарение.

Ограничение предимпульсной плотности электронов надо смягчать другим путем. Плотность электронов падает между импульсами значительно медленнее, чем температура. Даже при электронной температуре, равной

газовой, время рекомбинации может служить существенным ограничением частоты повторения импульсов. Для увеличения частоты повторения импульсов необходимо увеличивать пиковую плотность тока и уменьшать вводимую в плазму энергию, одновременно увеличивая плотность буферного газа. Рассмотрение конкретных путей реализации этих соображений, в частности анализ кинетики смесей, содержащих молекулы, выходит за рамки данной работы.

Автор благодарен Г.Г.Петрашу за обсуждение затронутых здесь вопросов.

1. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 645 (1971).
2. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск, Наука, 1985).
3. Лазеры на парах металлов и их галогенидов. *Труды ФИАН*, **181**, (1987).
4. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М., Научная книга, 1998).
5. Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **13**, 2302 (1986).
6. Казаков В.В., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пиет В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
7. Petrash G.G. *Proc. SPIE*, **3403**, 110 (1998).
8. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. *Квантовая электроника*, **5**, 2162 (1978).
9. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Квантовая электроника*, **7**, 1264 (1980).
10. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **12**, 945 (1985).
11. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1595 (1986).
12. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
13. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, **67**, 54 (1997).
14. Carman R.J., Wihford M.J., Brown J.W., Piper J.A. *Optics Comms*, **157**, 99 (1998).
15. Петраш Г.Г. *Процессы, определяющие достижимую частоту повторения импульсов в импульсных лазерах на парах металлов и их соединений* (Препринт ФИАН, М., 1999).
16. Isaev A.A., Petrash G.G. *Proc. SPIE*, **2110**, 2 (1993).
17. Kushner M.J., Warner V.E. *J. Appl. Phys.*, **54**, 2970 (1983).
18. Carman R.J., Brown J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
19. Carman R.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 2970 (1997).
20. Брагинский С.И. В сб. *Вопросы теории плазмы* (М., Госатомиздат, 1963, вып. 1, с. 183).
21. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М., Энергоатомиздат, 1986).
22. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М., Атомиздат, 1978).
23. Гуревич А.В., Пятаевский Л.П. *ЖЭТФ*, **46**, 1281 (1964).
24. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Кр.сообщ.физ.ФИАН*, №7, 10 (1990).
25. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Развитие разряда в импульсных лазерах на парах меди* (Препринт ФИАН, М., 1998).
26. Carman R.J. In: *Pulsed Metal Vapor Lasers* (Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, p. 203, 1996).

S.I.Yakovlenko. Critical electron density in a self-contained a copper vapour laser in the restricted pulse repetition rate.

One of the mechanisms of the inversion breaking in copper vapour lasers caused by a high prepulse electron density is considered. The inversion breaking occurs at a critical electron density $N_{\text{ср}}$. If the prepulse electron density exceeds $N_{\text{ср}}$, the electron temperature $T_{\text{ср}}$ cannot achieve during a plasma heating pulse, a temperature of $\sim 2 \text{ eV}$ required for lasing. A simple estimate of $N_{\text{ср}}$ is made.