

Об ограничении частоты повторения импульсов в лазере на парах меди, связанном с предимпульсной плотностью электронов

Г.Г.Петраш

Рассмотрены ограничения частоты повторения импульсов, связанные с наличием предимпульсной плотности электронов. Проанализирован вопрос о существовании критической предимпульсной плотности электронов, сформулированный в работе С.И.Яковленко («Квантовая электроника», 2000 г., т.30, № 6, с.501). Показано, что принятый в этой работе подход не доказывает существования критической плотности.

Ключевые слова: лазер на парах меди, ограничение частоты повторения импульсов.

1. Введение

Вопрос о том, что ограничивает частоту повторения импульсов в лазере на переходах с резонансных на метастабильные уровни ($r-m$ -переходы) атома меди, имеет принципиальное значение как для этого лазера, так и для других лазеров этого класса, и поэтому он обсуждается во многих работах, начиная с момента создания этих лазеров. По сути это вопрос о тех процессах, которые определяют достижимые характеристики генерации. История обсуждения этого вопроса и соответствующие ссылки приводятся в [1–3]. В частности, во многих работах, в основном на качественном уровне, обсуждается вопрос об ограничении частоты повторения импульсов, связанном с предимпульсной плотностью электронов, оставшейся в результате неполной рекомбинации плазмы в межимпульсный период.

Недавно появилась работа С.И.Яковленко [4], в которой сделана попытка прояснить природу ограничений частоты повторения, используя простые кинетические модели. Такие попытки следует всячески приветствовать, т. к. до сих пор выводы о влиянии предимпульсной плотности электронов на работу лазера делались почти исключительно на основе качественных соображений (см. [2, 3]). В [4] сделан вывод о существовании критической предимпульсной плотности электронов, при которой инверсия в принципе невозможна. Однако, на наш взгляд, в этой работе использованы слишком упрощенные модели и подходы, что привело к сомнительным оценкам и выводам. Настоящая работа посвящена анализу этих моделей и сделанных на их основе выводов и оценок.

2. Кинетические модели

В [4] используются кинетические модели, основанные на уравнениях для ионизации меди и буферного газа, а также на уравнении теплового баланса для температуры электронов:

$$\frac{dN_{iCu}}{dt} = k_{iCu}N_e(N_{Cu} - N_{iCu}),$$

$$\frac{dN_{iNe}}{dt} = k_{iNe}N_e(N_{Ne} - N_{iNe}), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N_e T_e \right) = -Q_{iCu} - Q_{iNe} - Q_{\Delta T} + \frac{1}{\sigma} j^2(t),$$

где $N_e = N_{iCu} + N_{iNe}$ – плотность электронов; k_{iCu}, k_{iNe} (в $\text{см}^3/\text{с}$) – скорости ионизации атомов меди и неона соответственно; N_{iCu}, N_{iNe} – плотности атомов меди и неона; $j^2(t)/\sigma$ – плотность мощности, вводимая в среду;

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

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

– плотности 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; m_{Ne}, m_{Cu} – массы атомов неона и меди; T_e – температура электронов; T_g – газовая температура; k_{Ne}, k_{ei} – константы скорости упругих столкновений электронов с атомами неона и ионами меди; m_e – масса электрона;

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

– проводимость плазмы. Здесь использованы обозначения, принятые в [4].

В расчетах использовалась следующая зависимость константы скорости от T_e : $k_{Ne} = (T_e/1 \text{ эВ})^{1/2} 8.9 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \times \text{с}^{-1}$, т. е. транспортное сечение для неона полагалось постоянным и равным $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Для кулоновских столкновений использовались известные выражения из

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: gpetrash@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 28 декабря 2000 г.

[5, 6]. Константы скоростей ионизации меди и неона (в $\text{см}^3/\text{с}$) описывались формулами

$$k_{i\text{Cu}} = 2 \cdot 10^{-7} F\left(\frac{E_{\text{Cu}}^*}{T_e}\right), \quad k_{i\text{Ne}} = 4 \cdot 10^{-10} F\left(\frac{E_{\text{Ne}}^*}{T_e}\right), \quad (5)$$

где $F(x) = 0.5 e^{-x}/x^{1/2}$; $E_{\text{Cu}}^* = 3.8 \text{ эВ}$, $E_{\text{Ne}}^* = 16.6 \text{ эВ}$ – энергии резонансных состояний меди и неона. Таким образом, скорости ионизации меди и неона считались равными скорости возбуждения резонансных состояний, что соответствует мгновенной ионизации этих состояний, когда каждый акт возбуждения сопровождается немедленным актом ионизации. Это означает, что рассматривается максимальная возможная скорость ионизации, т. е. при типичных для лазера на парах меди (ЛПМ) условиях скорости возбуждения резонансных уровней превышают скорости прямой ионизации и возбуждения других уровней.

Процессы в межимпульсный период описывались уравнениями тройной рекомбинации

$$\frac{dN_e}{dt} = C_r T_e^{-9/2} N_e^3, \quad (6)$$

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

Здесь $C_r = 5.8 \cdot 10^{-26} \text{ эВ}^{9/2} \cdot \text{см}^6 \cdot \text{с}$ – константа скорости тройной рекомбинации; $E_r = 7.73 \text{ эВ}$ – энергия, выделяющаяся за один акт рекомбинации, т. е. предполагалось, что вся выделяющаяся в рекомбинации энергия идет на нагрев электронов, а их охлаждение происходит в упругих столкновениях с атомами неона и ионами. На самом деле часть энергии уносится излучением плазмы и за счет диффузии ионов и метастабильных атомов на стенки. Оценки того, сколько энергии, вводимой в среду, уносится каким процессом, приведены для конкретного ЛПМ в [7].

3. Критическая плотность электронов

Рассмотрим вначале наиболее принципиальный вопрос о существовании критической предимпульсной плотности электронов. С.И.Яковленко исходит из того, что существует такая температура электронов $T_{e\text{cr}}$, ниже которой электронами преимущественно заселяются метастабильные (нижние), а не резонансные (верхние) лазерные уровни. Следовательно, если в процессе возбуждения всегда $T_e < T_{e\text{cr}}$, инверсия не возникает. Далее, из того что в соответствии с (1) вводимая в среду плотность мощности j^2/σ обратно пропорциональна N_e , в то время как потери мощности на ионизацию прямо пропорциональны N_e , в [4] делается следующий вывод: «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». Это означает, что электроны не нагреются до необходимой температуры.

Уравнение для критической плотности электронов $N_{e\text{cr}}$ получается в [4] путем приравнивания мощности, вводимой в среду при пиковой плотности тока j_{max} , к мощности, затрачиваемой на ионизацию меди при критической температуре электронов:

$$\frac{j_{\text{max}}^2}{\sigma(T_{e\text{cr}})} = \frac{j_{\text{max}}^2 m_e}{e^2 N_{e\text{cr}}} [k_{\text{Ne}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Ne}} + 2k_{\text{ei}}(T_{e\text{cr}}) N_{e\text{cr}}] \quad (7)$$

$$= J_{i\text{Cu}} k_{i\text{Cu}}(T_{e\text{cr}}) N_{e\text{cr}} N_{\text{Cu}},$$

отсюда

$$N_{e\text{cr}} = N_{e\text{cr}0} \left[a + (a^2 + 1)^{1/2} \right], \quad (8)$$

где

$$N_{e\text{cr}0} = \frac{j_{\text{max}}}{e} \left[\frac{m_e k_{\text{Ne}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Ne}}}{J_{i\text{Cu}} k_{i\text{Cu}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Cu}}} \right]^{1/2} \quad (9)$$

– критическая плотность электронов в случае, когда проводимость определяется столкновениями с нейтральными частицами, т. е. при $k_{\text{Ne}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Ne}} \gg 2k_{\text{ei}}(T_{e\text{cr}}) N_{e\text{cr}}$;

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

– безразмерный параметр. (Отметим, что в [4] в формулу (13) для $N_{e\text{cr}0}$ (видимо из-за несчастливого номера формулы) вкралась ошибка: в ней переставлены местами N_{Cu} и N_{Ne} .)

Из приведенной оценки делается такой вывод: «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».

Этот вывод и приведенная выше формула для $N_{e\text{cr}}$ вызывают, однако, большие сомнения. Дело в том, что в формулы (7)–(9) входит j , которое само зависит от N_e , в том числе и от предимпульсной плотности электронов $N_e(0)$, поскольку хорошо известно, что с ростом $N_e(0)$ увеличиваются j_{max} и крутизна фронта тока dJ/dt (см., напр., [8, 9]) и в целом, естественно, как-то меняется кинетика развития разряда. Поскольку увеличение $N_e(0)$ приводит к росту j_{max} и вводимой мощности, то не исключено, что рост последней компенсирует затраты энергии на разогрев электронов, особенно в начале импульса возбуждения, т. е. растет и dJ/dt . В связи с этим некорректно делать оценки $N_{e\text{cr}}$ из выражения, в которое входит величина, зависящая от N_e и $N_e(0)$.

Отметим также, что в этих формулах, видимо, предполагается, что величина $j_{\text{max}}^2/\sigma(T_{e\text{cr}})$ есть максимальная мощность, вводимая в среду за все время импульса возбуждения. Однако в типичных условиях работы ЛПМ максимум тока вовсе не соответствует максимуму вводимой мощности (см., напр., осциллограммы импульсов тока, напряжения и вводимой мощности в [9, 10, 11]). Подстановка же вместо σ , соответствующего максимуму тока, $\sigma(T_{e\text{cr}})$, вообще говоря, не гарантирует получения максимальной вводимой мощности.

На самом деле все параметры плазмы, включая $j(t)$, $N_e(t)$, $T_e(t)$, определяются приложенным к ней полем $E(t)$, причем эта величина задается извне и может в широких пределах изменяться экспериментатором. В связи с этим правильнее делать оценки нагрева электронов и влияния $N_e(0)$, выразив вводимую мощность не через j , а через E . Как известно, вводимая в среду мощность есть $jE = j^2/\sigma = \sigma E^2$. Сделаем оценки $N_{e\text{cr}0}$ по формуле (9), т. е. воспользуемся той же моделью кинетики, но выра-

зим вводимую мощность через E , что позволит учесть зависимость мощности от N_e . Для простоты будем считать $a \ll 1$, т. к. это не изменит ситуацию и не скажется на дальнейшем рассмотрении. В этом случае вместо (7) получим выражения

$$\sigma E_{\max}^2 = \frac{eE_{\max}^2 N_{e\text{cr}}}{m_e k_{\text{Ne}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Ne}}} = J_{i\text{Cu}} k_{i\text{Cu}}(T_{e\text{cr}}) N_{e\text{cr}} N_{\text{Cu}}, \quad (10)$$

откуда

$$eE_{\max}^2 = [J_{i\text{Cu}} k_{i\text{Cu}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Cu}}] [m_e k_{\text{Ne}}(T_{e\text{cr}}) N_{\text{Ne}}]. \quad (11)$$

Видно, что в (11) $N_{e\text{cr}}$ вообще отсутствует, причем это уравнение можно записать для любого момента времени. Это означает, что в рамках принятой модели при любом N_e вводимая мощность при соответствующем выборе E может превысить потери на ионизацию и вообще любые потери, пропорциональные N_e , а это, в свою очередь, означает, что нет никакого $N_{e\text{cr}}$ и инверсия может быть получена при любом $N_e(0)$. Таким образом, не меняя подхода, мы получили относительно $N_{e\text{cr}}$ прямо противоположный вывод, учтя зависимость j от N_e и выразив вводимую мощность через параметр, задаваемый извне.

Хотя только что сделанный вывод более обоснован, не следует его слишком переоценивать, т. к. проведенное до сих пор рассмотрение основано на слишком грубом упрощении. Выражение для потерь энергии, принятое в [4] и использовавшееся здесь до сих пор, не может адекватно описать потери энергии и кинетику возбуждения и ионизации в ЛПМ, поскольку оно предполагает мгновенную ионизацию с резонансного уровня. Это означает, что атом, возбужденный на резонансный уровень, немедленно уходит с него вверх, поэтому на резонансном уровне не может быть заметной населенности, так что об инверсии говорить не приходится.

На самом деле, как ясно из исследований кинетики [10] и детальных расчетов [11], а также из общих соображений, в типичных условиях ионизация меди имеет в основном ступенчатый характер и существует период времени в начале импульса возбуждения, в течение которого населенность резонансных уровней быстро нарастает, т. е. скорость накачки на резонансный уровень $k_{0r} N_0 N_e$ значительно превышает скорость ухода с него вверх $k_{r1} N_r N_e$ (здесь N_0, N_r – населенности основного и резонансного состояний, а k_{0r} и k_{r1} – константы скоростей возбуждения резонансного уровня с основного и с резонансного уровней вверх (обратные процессы тут не учитываются)).

В этот период времени скорости ухода с основного состояния и ионизации меди еще невелики, и именно в этот период и возникает инверсия. Момент времени, когда эти скорости по мере уменьшения N_0 , роста N_r и изменения T_e сравниваются, примерно соответствует максимуму N_r и окончанию инверсии, т. к. населенность метастабильных уровней растет в течение всего импульса возбуждения.

Таким образом, использованная в [4] модель приводит к переоценке потерь и скорости ионизации в период существования инверсии и, следовательно, занижает достижимую температуру электронов. Кроме того, поскольку ионизация в основном не прямая, ее скорость не обязательно пропорциональна N_e и зависимость скорости

ионизации от N_e может меняться в течение импульса возбуждения. В связи с этим анализ, основанный на формулах (1), (2), не гарантирует адекватного описания влияния предимпульсной плотности электронов.

Нужно также отметить, что на практике обеспечение необходимой $E(t)$ связано с определенными трудностями. В частности, далеко не всегда удается обеспечить достаточно быстрое нарастание напряжения на разрядном промежутке в начальные моменты импульса возбуждения, что в большой степени зависит от скорости срабатывания коммутирующего элемента. Эта проблема в основном технического характера, и для ее решения применяются различные способы, например используются обостряющие емкости, ячейки магнитного сжатия, более быстрые коммутаторы, в частности вакуумные лампы, и т. п. Анализ систем импульсного питания, способных обеспечить желаемую зависимость напряжения на разрядном промежутке от времени, выходит за рамки настоящей работы.

Укажем однако, что $E(t)$ в активной зоне разряда зависит не только от системы питания, но также и от процессов на электродах и в приэлектродных холодных зонах, где отсутствуют пары металла. Этот вопрос обсуждался в [2, 3, 12, 13], где показано, что в определенных условиях обострение фронта $E(t)$ в активной среде возможно в результате быстрого перераспределения напряжения между катодной и приэлектродными областями и активной зоной разряда.

В том случае, когда не удается обеспечить достаточно крутой фронт нарастания $E(t)$ в активной зоне, наличие большой предимпульсной плотности электронов действительно может существенно ухудшить и даже сорвать генерацию из-за того, что имеется длинный период, в течение которого заселяются преимущественно метастабильные уровни, даже если в течение импульса возбуждения на протяжении некоторого времени T_e достаточно велико, а j_{\max} может достигать больших величин. Из этого следует, что адекватное описание влияния $N_e(0)$ должно учитывать изменение поля в активной зоне во времени, которое и определяет развитие разряда и кинетику заселения и распада уровней. При этом необходимо выяснить, к каким изменениям кинетики приводит изменение $N_e(0)$.

4. Анализ эксперимента со сдвоенными импульсами

Остановимся теперь на расчетах кинетики ЛПМ, приведенных в [4]. Эти расчеты выполнены для одного конкретного лазера и не могут обосновать наличие $N_{e\text{cr}}$ в общем случае, однако их следует рассмотреть, поскольку они используются в качестве примера, подтверждающего существование $N_{e\text{cr}}$.

Расчеты выполнены для лазера, описанного в [8]. В этой работе приведены результаты измерений зависимости населенностей резонансного (${}^2P_{3/2}^o$) и метастабильного (${}^2D_{3/2}$) уровней атома меди от задержки Δt импульса возбуждения относительно основного импульса (режим сдвоенных импульсов). Измерения проведены в оптимальных для генерации условиях при температуре стенки трубки 1570 °С. Условия эксперимента подробно описаны в [8].

На рис. 1, взятом из [8] и приведенном также в [4], показаны результаты этих измерений для $\Delta t = 15$ и 70 мкс.

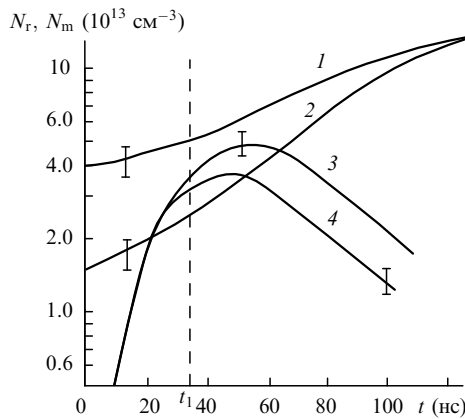


Рис.1. Кинетика населенностей рабочих уровней ЛПМ на оси разряда во время импульса возбуждения: населенности N_m метастабильного уровня ${}^2D_{5/2}$ (1, 2) и населенности N_r резонансного уровня ${}^2P_{3/2}$ (3, 4) при $\Delta t = 15$ (1, 4) и 70 мкс (2, 3); t_1 – момент максимального усиления.

При $\Delta t = 70$ мкс влияние предыдущего импульса было слабым, а усиление во втором импульсе близко к усилению в регулярных импульсах, следовавших с частотой 10 кГц. При уменьшении Δt усиление уменьшалось и при $\Delta t = 15$ мкс пропадало. При этом с уменьшением Δt амплитуда импульса тока J_{\max} и его крутизна dJ/dt увеличивались, а амплитуда импульса напряжения U_{\max} уменьшалась, что свидетельствовало о влиянии на кинетику развития разряда остаточной предымпульсной плотности электронов. Было также измерено изменение во времени в послесвечении населенностей основного и метастабильного уровней меди. Осциллограммы импульсов тока и напряжения в этой работе не приводятся.

В [4] проведены расчеты вводимой в среду мощности, затрачиваемой на ионизацию меди и неона и на нагрев газа, сопротивления плазменного столба, а также $N_e(t)$ и $T_e(t)$ для $\Delta t = 15$ и 70 мкс. В этих расчетах использованы осциллограммы импульсов тока не из [8], а из работы [10], в которой описан номинально такой же лазер, как и в [8], но работавший в режиме не сдвоенных, а регулярных импульсов. Здесь мы, чтобы не перегружать текст, приводим на рис.2 только результаты расчета $N_e(t)$ и $T_e(t)$ для $\Delta t = 15$ мкс (рис.4,2 из работы [4]).

Как видно из рис.2, расчет показал, что для $\Delta t = 15$ мкс температура $T_e < 2$ эВ в течение всего импульса возбуждения. Из этого делается вывод, «что высокая начальная плотность электронов (по расчету в [4] она составляет $1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что близко к вычисленному там $N_{e,cr}$ – примеч. Г.П.) является в экспериментах [8] единственной причиной срыва генерации при небольшой задержке сдвоенного импульса». Этот вывод приводится в

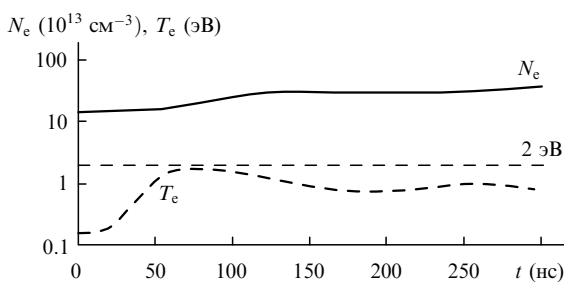


Рис.2. Вычисленные в [4] временные зависимости N_e и T_e для $\Delta t = 15$ мкс при $N_e(0) = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

подтверждение тезиса о существовании $N_{e,cr}$. Заметим, что он прямо противоречит выводам, сделанным в [8].

Анализируя результаты этого расчета, прежде всего надо отметить, что он выполнен для неких произвольных условий, не совпадающих с условиями эксперимента [8]. Измерения в работе [8] проведены для осевой области разряда диаметром 2 мм при температуре стенки 1570 °С и плотности $N_{Cu} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом с уменьшением Δt предымпульсное N_{Cu} уменьшается, в частности на 30 % для $\Delta t = 15$ мкс. В [4] же используется $N_{Cu} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что завышает потери на ионизацию меди почти в 3 раза.

Осциллограмма импульса тока в [4] берется из другого эксперимента с регулярными импульсами, т.е. она вообще не относится к задержанному импульсу, в то время как в [2, 8] приведен график, показывающий, что амплитуда импульса тока и его крутизна увеличиваются с уменьшением задержки. К тому же плотность тока на оси трубки выше средней по сечению плотности, использованной в [4]. Таким образом, в [4] заметно занижалась вводимая в среду мощность, а ее зависимость от времени не соответствовала реальной для $\Delta t = 15$ мкс. Есть и другие отличия условий расчета от условий эксперимента, которые мы не будем здесь перечислять. Следовательно, для реальных условий эксперимента расчет должен быть дан для $\Delta t = 15$ мкс температуру T_e , заметно превышающую 2 эВ. Но даже и при полученной в [4] температуре T_e , немного меньшей 2 эВ, вряд ли можно говорить об отсутствии инверсии, т.к. скорость накачки на верхний уровень начинает превышать скорость накачки на нижний уровень при $T_e \approx 1.7$ эВ, а из-за разницы в статвесах уровней $T_{e,cr}$ еще меньше.

Наконец, если в формулу для $N_{e,cr}$ подставить реальную для $\Delta t = 15$ мкс величину $N_{Cu} = 0.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и реальную величину j_{\max} , которая, по оценке, была по крайней мере в 1.5 раза больше принятой в расчете [4], то получим $N_{e,cr} \approx 4.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, заметно превышающее $N_e(0) = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, вычисленное в этой работе.

Ко всему прочему, экспериментальные результаты [8] прямо противоречат сделанному в [4] выводу. Действительно, уменьшение T_e при более высокой начальной плотности электронов должно приводить к уменьшению заселения резонансного уровня и увеличению заселения метастабильного уровня в течение импульса возбуждения. Однако в эксперименте, как видно из рис.1, этого не наблюдалось. Для рассматриваемых задержек зависимости $N_r(t)$ в начале импульса практически совпадают, а в момент максимума усиления N_r при $\Delta t = 15$ мкс всего на 12 % меньше, чем при $\Delta t = 70$ мкс. Увеличение же населенности метастабильного уровня N_m от начального значения до населенности, соответствующей максимуму усиления, с точностью до ошибок измерения одинаково для обеих задержек. А вот предымпульсное $N_m(0)$ увеличилось значительно (от $1.5 \cdot 10^{13}$ до $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), что и привело в условиях данного эксперимента к срыву генерации. Отметим, что с учетом статвесов уровней инверсия при $\Delta t = 15$ мкс была близка к нулевой, и если бы не увеличение $N_m(0)$, то инверсия при этой задержке была бы лишь на 12 % меньше, чем при $\Delta t = 70$ мкс.

Таким образом, в условиях данного эксперимента срыв генерации в задержанном импульсе при уменьшении задержки до 15 мкс никак нельзя объяснить влиянием предымпульсной плотности электронов.

Отметим также ряд опечаток в работе [4]: в подписи к рис.4 ошибочно указана задержка 15 нс вместо 15 мкс; в

подписи к рис.3 вместо 70 нс должно быть 70 мкс, а вместо $3.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ должно быть $3.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

5. Заключение

Таким образом, анализ ограничений частоты повторения в импульсном ЛПМ, связанных с влиянием предимпульсной плотности электронов, который основан на упрощенных моделях, принятых в [4], не дает ответа на вопрос о существовании критической плотности электронов. В связи с этим желательнее продолжить теоретический анализ этой проблемы, используя более сложные самосогласованные модели, адекватно описывающие кинетику развития импульсного разряда и связанную с этим кинетику заселения и распада уровней.

В частности, необходимо описать изменение поля в плазме, т. е. учесть реальные характеристики коммутирующих элементов и всей системы импульсного питания, а также процессы на электродах и в холодных приэлектродных областях. Только такой анализ может дать надежный ответ на вопрос о влиянии предимпульсной плотности электронов на характеристики генерации. Желательно также в теоретических моделях учесть зависимость параметров плазмы и населенностей уровней от радиуса, т. к. плотность электронов, в том числе предим-

пульсная, да и другие характеристики среды неоднородны по сечению, так что генерация может существовать, например, в виде кольца. Отметим также, что в ЛПМ процессы изменения величин N_c и N_m связаны между собой, поэтому попытки изменить одну из них и далее рассчитывать кинетику ЛПМ могут привести к неверным выводам.

1. Petrash G.G. *Proc. SPIE*, **3403**, 110 (1998).
2. Петраш Г.Г. *Препринт ФИАН № 28* (М., 1999).
3. Petrash G.G. *Laser Physics*, **10**, 994 (2000).
4. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
5. Брагинский С.И. В сб. *Вопросы теории плазмы* (М., Госатомиздат, 1963, вып. 1, с. 183).
6. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (М., Энергоатомиздат, 1986).
7. Carman R.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 71 (1997).
8. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
9. Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 2302 (1986).
10. Isaev A.A., Petrash G.G. *Proc. SPIE*, **2110**, 2 (1993).
11. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
12. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Препринт ФИАН № 40* (М., 1998).
13. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **27**, 183 (1999).