

07;12

О предельных частотах следования импульсов генерации в лазерах на парах меди

© П.А. Бохан, Д.Э. Закревский

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 4 декабря 1995 г.)

Рассматриваются две группы процессов, ограничивающих частотно-энергетические характеристики лазеров на парах меди. Первая из них связана с недостаточной скоростью релаксации метастабильных состояний и соответственно их высокой предимпульсной концентрацией, снижающей параметры импульса генерации. Вторая группа процессов инициируется высокой предимпульсной концентрацией электронов. Показано, что если в импульсно-периодических лазерах на парах меди нейтрализовано влияние предимпульсных электронов, то возникновение генерации в последующем импульсе происходит через ~ 1 мкс после окончания предыдущего. Формулируется вывод о том, что скорость девозбуждения метастабильных состояний настолько велика, что она не оказывает никакого влияния на параметры генерации в реальных газоразрядных лазерах на парах меди и бромида меди и открывает перспективу достижения мощностей генерации ~ 10 кВт/м при накачке электронными пучками.

Введение и постановка задачи

В первых работах по исследованию лазера на парах меди и других лазеров на самоограниченных переходах паров металлов постулировалось предположение о том, что частота следования импульсов генерации определяется уходом атомов с нижних метастабильных состояний, например $\text{Cu}(^2D_j)$ на стенки [1]. Однако прямые эксперименты, выполненные с лазером на парах меди при частотах следования свыше 10 кГц [2], показали, что должны существовать другие, более быстрые процессы девозбуждения, которые обеспечивают такие высокие частоты следования. В работах [3,4] на качественном уровне было показано, что этим процессом является электронное девозбуждение в послеимпульсном периоде. Путем прямого измерения населенностей метастабильных состояний (МС) N_{ms} в послесвечении импульсно-периодического разряда авторы работы [5] обнаружили, что в оптимальных условиях уже через 10–15 мкс остаточная населенность МС не оказывает никакого влияния на параметры последующих импульсов генерации. Такой же вывод можно было бы сформулировать (но не было сделано) из анализа данных более ранней работы [6].

Основываясь на результатах измерений плотности электронов N_e [7] и проводимости плазмы [4] в послесвечении импульса накачки, авторы работ [4,5] высказали предположение о том, что основное влияние на ограничение частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) лазера на парах меди оказывает высокая предимпульсная концентрация электронов N_{e0} , инициирующая большое количество явлений в импульсе накачки и генерации. В конечном итоге действие N_{e0} перераспределяет скорости накачки верхних и нижних состояний в пользу последних по мере роста N_{e0} , что и ограничивает частотно-энергетические характеристики.

Прямое измерение константы электронного девозбуждения состояний $\text{Cu}(^2D_j)k_e = 1.4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и ме-

тастабильных состояний других атомов [8], а также осуществление с высокой частотой следования импульсно-периодической накачки лазеров на самоограниченных переходах электронным пучком [8] укрепили позиции механизма ограничения ЧЭХ через влияние N_{e0} . В последнее время модель быстрой релаксации МС атомов меди, конкретно тесной связи их населенностей с электронной температурой T_e в послесвечении, принята и в некоторых теоретических работах [9] в отличие от более ранних работ [10,11].

Основные успехи в достижении высоких средних мощностей генерации в лазере на парах меди и ее солей, начиная с работ [5,12,13], достигнуты путем введения в активные смеси водорода [14–16], который ускоряет темп рекомбинации плазмы в послесвечении в трубах большого диаметра. В этом случае ограничения ЧЭХ, вызванные предимпульсной заселенностью МС N_{ms0} , если таковые и происходят (что пока не доказано прямыми экспериментами), имеют тепловую природу, т.е. вызваны перегревом активной среды, особенно в центре трубки. Методы же преодоления перегрева, как и в лазерах на CO_2 , носят скорее инженерный характер и отличаются от методов, которые были бы инициированы медленной релаксацией МС.

Однако при правильно организованном возбуждении лазера и оптимальных (относительно выходной мощности) температурах и составах активной смеси, согласно выводам работы [14], вплоть до диаметра труб 80 мм и выходной погонной мощности 100 Вт/м преимущественный рост мощности генерации все еще происходит за счет увеличения скорости рекомбинации плазмы в межимпульсном интервале благодаря добавке водорода в активную смесь. Введение перегордки, охлаждающей смесь в центральной зоне трубки [17], приводит к увеличению мощности генерации до 110 Вт/м. Авторы этой работы считают, что положительный эффект дает как уменьшение газовой температуры в центре трубки, так

и ускорение рекомбинации (также в центре трубки). Первый фактор существенно снижает N_{ms0} . Второй фактор увеличивает скорость проникновения электрического поля накачки в центр трубки, тем самым улучшая равномерность радиального профиля возбуждения и генерации. Однако суммарный эффект улучшения (27% в работе самих авторов и 10% по сравнению с данными [14]) не так велик, чтобы говорить о драматическом влиянии N_{ms0} на параметры генерации даже в трубах столь большого диаметра, что в общем согласуется с данными работы [14].

Другим перспективным способом повышения ЧЭХ является накачка лазеров пучками низкоэнергетических (5–10 кэВ) убегающих электронов, формируемых непосредственно в активной среде лазера [8]. По нашим расчетам и модельным экспериментам, погонная мощность генерации лазера на парах меди с накачкой электронным пучком может превышать 10 кВт/м без применения каких-либо систем прокачки [18]. Это на два порядка величины выше, чем достигнуто в настоящее время [14–17]. Такие мощности могут быть реализованы только при высоких частотах следования импульсов накачки, следовательно, высокой скорости электронного девозбуждения МС в послесвечении и соответственно их слабым влиянием на параметры генерации.

Исходя из выводов некоторых как теоретических [10,11], так и экспериментальных работ [19–21], определенные сомнения в этом остаются. Поэтому, прежде чем переходить к новому этапу в создании сверхмощных лазеров на парах меди и других металлов, желательно определить, насколько надежен фундамент, заложенный под эти прогнозы в работе [8]. Этой цели посвящена работа.

Методика эксперимента и описание экспериментальной установки

Выяснение предельных характеристик лазеров на самоограниченных переходах проводится методами сдвоенных, регулярных или цуга импульсов. По этим методикам очень трудно отделить влияние N_{e0} и N_{ms0} на параметры генерации как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях. Результаты работ [22,23], в которых это разделение было проведено, не всегда принимаются во внимание [11,19–21,24]. Поэтому в данной работе был применен новый метод измерения влияния МС на характеристики генерации, который мы называем методом пространственно разнесенных областей поглощения и генерации.

Суть метода состоит в следующем. Пусть мы имеем активную среду с двумя зонами накачки и генерации 1 и 2 равной длины и диаметра (рис. 1). Каждая часть может возбуждаться независимо и с регулируемой задержкой между импульсами накачки. Зона 3 предназначена для уменьшения влияния разряда в одной части лазера на разряд в другой. Сама трубка может быть помещена в резонатор с глухим зеркалом 4 и выходным зеркалом 5.

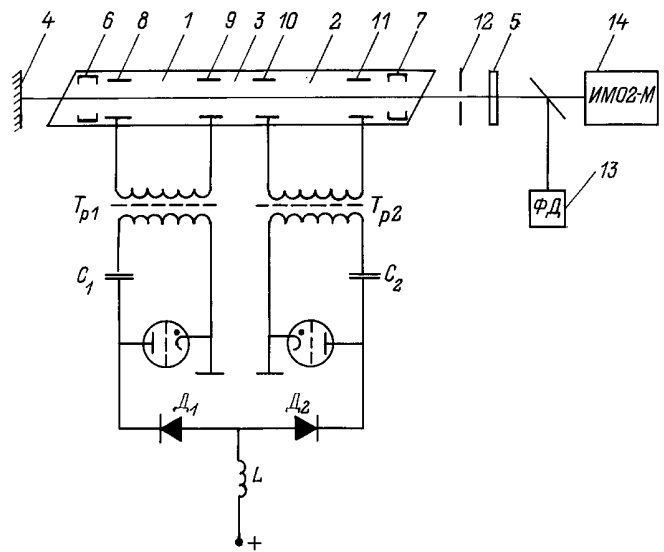


Рис. 1. Схема эксперимента по определению частотно-энергетических характеристик методом пространственно разнесенных областей поглощения и генерации.

Покажем, что, сдвигая импульсы накачки зон, мы можем измерить абсолютное влияние N_{ms0} на параметры генерации, отделив его от влияния N_{e0} .

Уравнение для количества фотонов в резонаторе может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} \pm c \frac{\partial N_p}{\partial x} = B \left(N_r - \frac{g_r}{g_{ms}} N_{ms} \right) N_p^{\pm} + AN_r (d\Omega/4\pi), \quad (1)$$

где N_p , N_r , N_{ms} — соответственно плотности фотонов, резонансных и метастабильных состояний; g_r , g_{ms} — статвеса; B — коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения; A — вероятность спонтанного распада по рабочему переходу; $d\Omega/4\pi$ — доля телесного угла, в которую попадает резонатор; знак \pm соответствует противоположным направлениям распространения света.

Рассмотрим вначале вариант работы трубки в качестве усилителя. Предположим, что в первой зоне мы имеем среду с нулевой предимпульсной заселенностью N_{ms}^0 и некоторой населенностью N_r , а во второй — среду с нулевой заселенностью N_r^0 и некоторой населенностью N_{ms} . Очевидно, что результат прохождения света через этот усилитель будет точно такой же, как если бы он проходил через какую-либо одну зону, активная среда которой имеет населенности N_r и N_{ms} , причем неважно, с какой стороны входит свет от задающего генератора. Конкретно для слабого сигнала, согласно уравнению (1), усиление $K = \exp(kl)$, где k — коэффициент усиления, пропорциональный величине

$$k \sim B \left(N_r - \frac{g_r}{g_{ms}} N_{ms} \right), \quad (2)$$

а l — длина одной части трубки.

Для мощного сигнала прирост энергии излучения ΔW с учетом самоограниченного характера генерации

составляет

$$\Delta W = h\nu V \left(N_r^m - \frac{g_r}{g_{ms}} N_{ms}^m \right) \frac{g_{ms}}{(g_{ms} + g_r)}, \quad (3)$$

где $h\nu$ — энергия кванта излучения; V — объем активной среды (для простоты анализа считаем, что инверсия населенностей однородна по объему); N_r^m и N_{ms}^m — населенности уровней в момент максимума инверсии.

Если $K \gg 1$, то в режиме генерации аналогичный (3) результат получится, если мы проинтегрируем уравнение (1) по времени и координате (x) при любых граничных и начальных условиях, идентичных режиму усилителя, причем также неважно, в какой зоне лазера, первой или второй, населенность N_{ms} будет нулевой.

Таким образом, в случае идентичности частей 1 и 2 лазера и идентичности их накачки мы можем измерить абсолютное влияние населенности МС на параметры генерации, сдвигая импульсы накачки друг относительно друга. Данное влияние отражается на энергии генерации задержанного импульса. Поясним это следующим образом. Если накачка частей лазера осуществляется одновременно и регулярными импульсами с частотой следования F (период T), то каждый импульс света формируется под действием начальных условий N_{msT} и N_{eT} и имеет энергию излучения W_0 (с каждой части лазера $W_0/2$). Предположим, что мы начали задерживать накачку первой зоны лазера. Тогда развитие в ней генерации попадает, согласно уравнениям (1)–(3), под суммарные начальные условия по N_{ms} от первой и второй зон трубки. Концентрация МС в первой зоне трубки составляет N_{msT} , т.е. величину предимпульсной концентрации МС в режиме регулярных импульсов при междуимпульсном интервале $t = T$. Во второй зоне трубки концентрация МС составляет $N_{ms\tau}$, т.е. в момент времени после импульса $t = \tau$, где τ — время задержки импульса накачки в первой зоне относительно второй. Если $\tau \ll T$, то $N_{ms\tau} \gg N_{msT}$ (см., например, [25]), т.е. развитие генерации в первой зоне трубки фактически попадает под начальные условия по N_{ms0} от второй зоны. Согласно уравнениям (1)–(3), действие N_{ms} во второй зоне трубки на генерацию в первой зоне идентично тому действию, которое оказывает данная концентрация N_{ms} , если она реализуется в первой зоне. В то же время начальные условия по N_e для первой зоны трубки остаются неизменными.

Таким образом, отделяется влияние N_{ms0} от N_{e0} на параметры задержанного импульса генерации в реальных условиях работы импульсно-периодического лазера. Как уже упоминалось, такой же результат был достигнут в работах [22,23]. Однако в этих работах независимо регулируемое воздействие N_{ms0} осуществлялось в пространственно совмещенных зонах поглощения и генерации и в основном при низких частотах следования, т.е. когда тепловыми эффектами можно было пренебречь. Кроме того, дополнительный разряд, который возбуждал МС, может в условиях [22,23] влиять на скорость восстановления генерации как увеличивая, так и уменьшая ее.

Экспериментальные исследования проводились с лазером на бромиде меди с кварцевой трубкой с длиной разрядных зон по 40 см и диаметром 2.7 см (рис. 1). С целью защиты выходных окон от запыления в концевых частях трубки были установлены диафрагмы 6 и 7 внутренним диаметром 22 мм, которые одновременно ограничивали размер пятна генерации. Медные электроды 8–11 соединялись с молибденовой фольгой, впаянной в кварц и служащей электрическим вводом. Длина буферной зоны 3 между электродами 9 и 10 составляла 10 см. Эта часть трубки поддерживалась при рабочей температуре с помощью внешнего нагревателя. Лазерная трубка имела два отростка, в которые закладывался бромид меди. Отростки смещены внутрь трубки на расстояние 5 см от внешних электродов. Давление пара CuBr регулировалось с помощью внешних нагревателей, а рабочая температура зон 1 и 2 поддерживалась за счет диссипации энергии, вводимой в разряд.

Питание трубки осуществлялось от двух генераторов на тиратронах ТГИ2-500/20 с регулируемой задержкой их поджига. Кроме того, они также могли быть настроены на одновременную или близкую к этому работу, что определялось путем осциллографирования импульсов тока и напряжения, а также по максимуму мощности генерации. Формирование импульсов накачки происходило при разряде емкостей C_1 и C_2 через тиратроны и трансформаторы T_{p1} и T_{p2} . Гальванически вторичные обмотки этих трансформаторов не были связаны с землей, что облегчало условия их работы, в частности, разряд осуществлялся в условиях, когда внутренние электроды служили как анодами, так и катодами. Монтаж лазера был проведен с учетом требования минимальной индуктивности цепей питания. Типичная длительность тока накачки на полувысоте составляла ~ 50 нс при емкостях $C = C_1 = C_2 = 680$ пФ.

Результаты и их обсуждение

После загрузки в атмосфере инертного газа обезгаженной трубки бромидом меди мощность генерации лазера при одновременной работе тиратронов составляла 10–15 Вт. По мере обезгаживания бромида меди мощность генерации уменьшалась. Как и в случае с чистыми парами меди, это падение обусловлено постепенным выносом водорода из активной среды, куда он поступает, выделяясь из недостаточно обезгаженных компонентов лазера, прежде всего бромида меди. Поэтому все дальнейшие эксперименты проводились со смесями, содержащими водород.

В отличие от работ [16,26,27] мы использовали не заранее приготовленные смеси, содержащие водород, а вводили его от специального генератора. В качестве примера на рис. 2 показана эволюция мощности генерации лазера в тщательно обезгаженной трубке при частоте следования импульсов 17 кГц и одновременной работе тиратронов по мере ввода водорода в трубку, заполненную неоном при давлении $p_{Ne} \approx 2.9$ кПа.

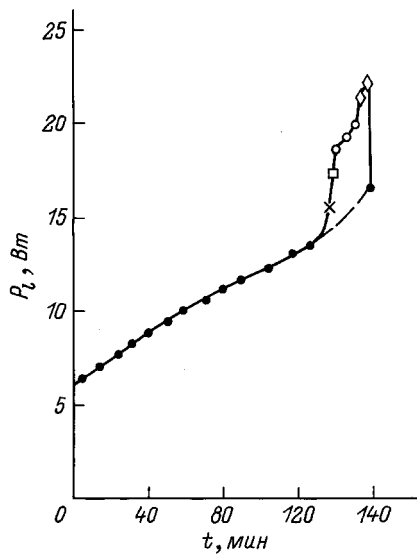


Рис. 2. Эволюция средней мощности генерации P_l при введении водорода.

Первый этап (0–2 часа 6 мин) соответствует малой скорости наработки водорода. При постоянном зарядном напряжении $U = 6.25$ кВ наработка водорода сопровождается постепенным снижением средней потребляемой мощности от выпрямителя P с 2.56 до 2.49 кВт. На рис. 2 \times соответствует переходу на новое оптимальное давление CuVг, которое повышается с ростом давления H_2 , а \square и \circ соответствуют более высоким уровням накачки, которые допускают смеси с водородом (соответственно \square — $U = 6.75$ кВ, $P = 2.97$ кВт и \circ — $U = 7$ кВ, $P = 3.18$ кВт). Затем два последующих значка \circ соответствуют этапу более быстрой наработки водорода. Далее, первый значок \diamond соответствует новому уровню накачки: $U = 7.5$ кВ, $P = 3.6$ кВт; второй — дальнейшему росту наработки водорода, сопровождающемуся снижением потребляемой мощности: $U = 7.5$ кВ, $P = 3.49$ кВт. В качестве примера после второго значка \diamond показан переход на напряжение накачки, соответствующее первоначальному участку кривой: $U = 6.25$ кВ, $P = 2.44$ кВт. Штриховой участок кривой соответствует этапу роста выходной мощности при более быстрой наработке водорода при $U = 6.25$ кВ.

Как видно из рис. 2, введение водорода в широких пределах изменяет мощность и эффективность генерации лазера. С ростом давления H_2 существенно увеличивается диаметр пятна генерации. При оптимальных условиях оно имеет резкие границы (рис. 3). Так как область генерации больше, чем диаметр диафрагм 6 и 7, то, очевидно, это снижало мощность и практическую эффективность лазера. Отметим, что в наших условиях, по-видимому, благодаря прецизионному регулированию давления водорода его влияние на параметры генерации значительно сильнее, чем на генерацию в чистых парах меди [5,12,13,28] и ее солей [26], полученных ранее. Другая особенность исследованного лазера состояла в том, что введение обостряющей емкости во вторичную

обмотку трансформаторов всегда снижало выходную мощность лазера.

На рис. 4 показана частотно-энергетическая характеристика лазера при $F > 17$ кГц, снятая при одной работающей зоне трубы (длина $l = 40$ см). Из этого рисунка видно, что в области частот $F = 17$ кГц, в которой проводились основные эксперименты по измерению влияния N_{ms0} на параметры генерации, рост выходной мощности пропорционален частоте следования. Отсюда можно заключить, что при этих частотах следования и мощности накачки ни N_{ms0} , ни N_{e0} особого влияния на параметры генерации не оказывают.

Для исследования влияния МС на мощность генерации диафрагмой 12 выделялась центральная область диаметром 5 мм. Измерение параметров генерации проводилось с помощью германиевого фотодиода ФД 13 и калориметрического измерителя мощности ИМО-2М 14. Как правило, измерения проводились при частоте следования

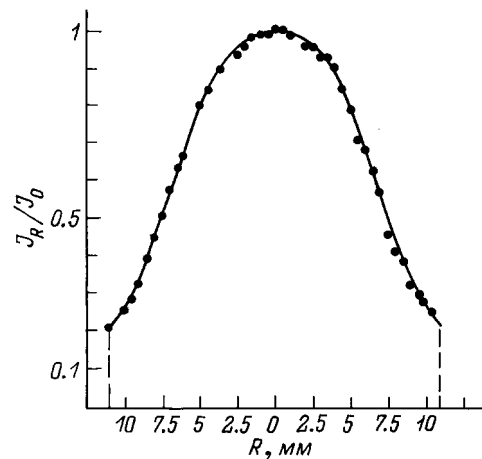


Рис. 3. Радиальное распределение интенсивности когерентного излучения лазера $p_{Ne} = 2.9$ кПа, $U = 7$ кВ.

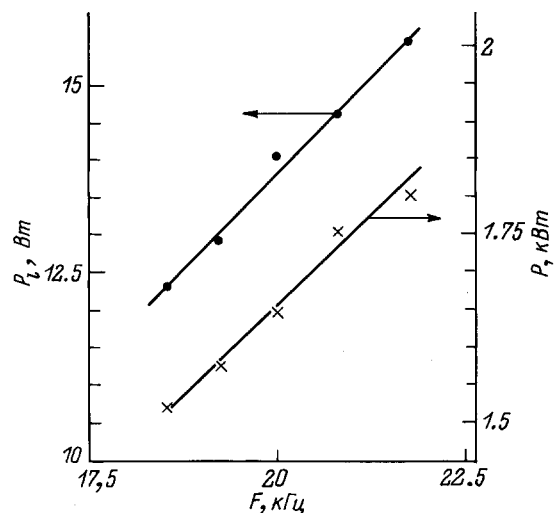


Рис. 4. Частотно-энергетическая характеристика лазера (для одной работающей трубы): $p_{Ne} \approx 2.9$ кПа, $U = 7$ кВ.

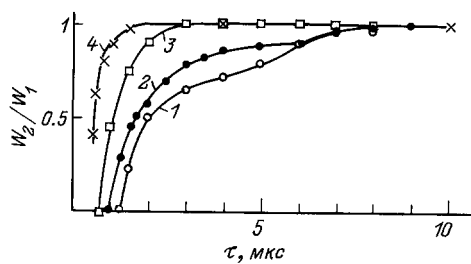


Рис. 5. Восстановление энергии генерации в лазере на парах бромида меди (1–3) и свинца (4) при различных условиях. $p_{\text{Ne}} \approx 2.9$ кПа, $F = 17$ кГц; U , кВ: 1 — 6.25, 2 — 6.8, 3 — 7.5, 4 — результаты [22].

импульсов накачки 17 кГц в оптимальных по составу активных смесях.

На рис. 5 показаны типичные картины восстановления энергии генерации в задержанном импульсе при изменении задержки τ между импульсами накачки зон 1 и 2. Кривые 1–3 получены при изменении рабочего напряжения на выпрямителе от $U = 6.25$ до 7.5 кВ или энергии импульса накачки с $E = 0.145$ до 0.18 Дж (под энергией накачки понимается величина $E = P/F$; эта величина несколько выше, чем $E = CU_0^2/2$, где U_0 — начальное напряжение на конденсаторе, так как в последнем случае не учитывается паразитная емкость цепей питания). Кривые 1 и 3 получены, когда электроды 8 и 11 были катодами, кривая 2 — когда они являлись анодами. Характер кривых практически не зависит также от того, какая зона лазера накачивалась раньше, первая или вторая.

Как видно из рис. 5, в условиях, когда действие предымпульсной населенности метастабильных состояний и начальной концентрации электронов разделено (другими словами, когда влияние N_{e0} нейтрализовано), N_{ms0} утрачивает свое воздействие на параметры генерации через несколько микросекунд, а возникновение генерации происходит при $\tau \sim 1$ мкс и менее после предыдущего импульса накачки. Наиболее характерной и интересной особенностью является то, что скорость восстановления увеличивается по мере роста энергии импульса накачки.

Если следовать работе [10], то на ионизацию идет 38% от энергии, запасаемой в конденсаторе, при условии, что основная часть ионов — это однократно ионизированные атомы меди. Близкие результаты получаются также из анализа других теоретических и экспериментальных работ. С учетом этого концентрация электронов в ближнем послесвечении составляет $N_e = 1.25 \cdot 10^{14}$ (кривая 1) и $1.55 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ (кривая 3). Реально различие может быть и больше, так как в условиях 1 и 2, по-видимому, было затягивание импульса тока на хвосте из-за рассогласования импедансов вследствие недостаточной проводимости плазмы, что проявлялось в возникновении излома на кривой восстановления энергии генерации в диапазоне $\tau = 5$ –7 мкс. Этот излом тем больше, чем слабее импульс накачки.

Если мы рассмотрим случай кривой 3 с $N_e = 1.55 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, то с учетом $k_e = 1.4 \cdot 10^{-8}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$ характерная скорость девозбуждения составляет $k_e N_e = 2.2 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, что соответствует времени жизни ~ 0.46 мкс. Реально генерация в этих условиях возникает через $\tau = 0.7$ мкс, или полторы величины времени распада, что соответствует спаду населенности МС в 4.5 раза. До уровня 0.9 энергия генерации восстанавливается за $\tau = 2$ мкс, т.е. при населенности МС $N_{ms0} = 1.3 \cdot 10^{-2} N_{ms}^{\text{max}}$. При $\tau > 10$ мкс, как и в работе [5], влияние N_{ms} не обнаруживается даже в условиях затягивания импульса накачки, т.е. в условиях, при которых получены кривые 1 и 2. Напомним, что период следования импульсов в этих экспериментах $T = 58$ мкс.

Удельная энергия генерации в первом импульсе с учетом распределения по диаметру (рис. 3) составляет $w_0 = 5.7 \cdot 10^{-6}$ Дж/см 3 , что соответствует количеству фотонов в импульсе генерации $N_p = 1.57 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Следовательно, мы можем из условия $k = 0$ оценить $N_{ms0} \sim (g_{ms}/g_r) N_p = 2.36 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ в пороговых условиях при $\tau = 0.7$ мкс. Соответственно $N_{ms0} = 1.06 \cdot 10^{14}$ при максимальном значении и $1.38 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ при $\tau = 2$ мкс, или 9% от количества фотонов в импульсе.

В принципе подобная ситуация, которая здесь возникает, уже многократно исследовалась и результат этого исследования считается твердо установленным. Речь идет о лазерах с фототропным затвором с использованием поглощения на резонансных переходах. Модельно это выглядит следующим образом. В лазере на парах меди с потенциальным удельным количеством излучаемых за импульс фотонов, например $N_p = 1.57 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, помещается фототропный затвор, поглощение в котором обусловлено эквивалентной плотностью нерелаксирующих атомов $N_{ms0} = 1.38 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ ($\tau = 2$ мкс). Спрашивается, к какому ослаблению энергии генерации это приведет. Согласно работе [29], это ослабление составляет величину энергетических затрат ε на просветление затвора, т.е.

$$\varepsilon = \frac{g_r}{(g_r + g_{ms})} N_{ms} h\nu, \quad (4)$$

и соответствует времени $\tau = 1.6$ мкс, при котором

$$\varepsilon/w_0 = 0.1, \quad (5)$$

что близко к наблюдаемой величине. Другим параметром, по которому можно определить влияние N_{ms} на восстановление генерации, является отношение предымпульсного коэффициента поглощения k_0 к максимальному коэффициенту усиления k^{max} , реализующемуся в течение импульса накачки при таких частотах следования, когда влияние N_{ms0} заведомо мало. Можно показать из соотношений (2)–(5), что

$$\varepsilon/w_0 = k_0/k^{\text{max}}, \quad (6)$$

а критерием малости влияния N_{ms0} на параметры генерации является выполнение условия

$$k_0 \ll k^{\text{max}}. \quad (7)$$

Величины, входящие в правую часть уравнения (6), являются легко и точно измеряемыми экспериментально. Следовательно, по этому методу мы всегда в реальных экспериментах можем оценить действительное влияние N_{ms0} на параметры генерации и отделить его от влияния N_{e0} .

Проведенные оценки не учитывают ряд тонкостей, в частности особенностей в спектре генерации, подзаселения МС во время импульса генерации и в послепериодическом периоде из-за рассогласования импедансов и т.д. Тем не менее они дают правильное представление о механизме и степени воздействия N_{ms0} на параметре импульса генерации и отражают реальный порядок скорости релаксации МС и восстановления активной средой способности к генерации, определяемой предимпульсной заселенностью МС. В подтверждение сказанному на рис. 5 приведен график (кривая 4) восстановления генерации в лазере на парах свинца с электронно-пучковой накачкой, когда населенность в послесвечении определялась не из данных по поведению генерации, а измерялась независимо [22]. В этом случае восстановление генерации происходит в согласии с соотношением (4).

Однако в отличие от исследованного лазера на бромиде меди в пучковом лазере на парах свинца скорость восстановления не зависит от концентрации электронов в послесвечении (другими словами, от энергии накачки). Объясняется это следующим образом. Уже при минимальной в работе [22] удельной энергии излучения пучкового Рb лазера $w_0 = 10^{-6}$ Дж/см³ и физической эффективности лазера 2% концентрация электронов к концу импульса генерации составляет $N_e \sim 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что при $k_e = 2.1 \cdot 10^{-7}$ см³ · с⁻¹ для состояния свинца Pb(¹D₂) [8] дает скорость девозбуждения $k_e N_e = 0.8 \cdot 10^7$ с⁻¹. Это выше скорости охлаждения электронов. Именно поэтому в [22] скорость восстановления не зависит от N_e , а в исследованном лазере на CuVg зависит, так как в этом случае скорость охлаждения выше, чем скорость девозбуждения.

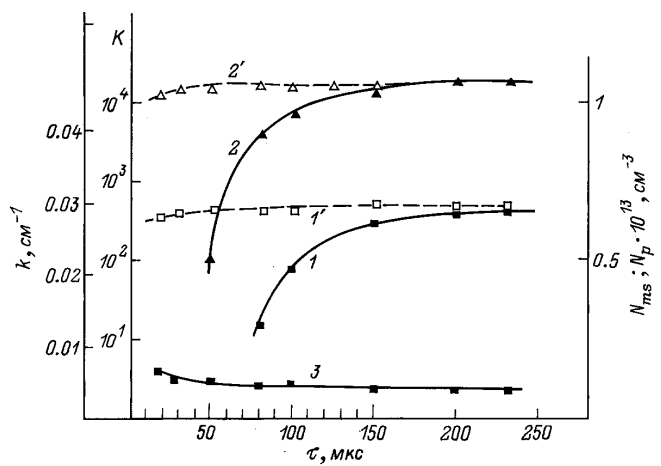


Рис. 6. Усиление, коэффициент усиления количества фотонов в тестовом импульсе.

В лазере на парах чистой меди концентрация электронов, как правило, больше, чем в лазерах на галогенидах [7,30]. С учетом этого ожидаемая скорость восстановления генерации в Cu лазере в ближнем послесвечении может быть еще выше, чем это показано на рис. 5 для лазера на бромиде меди. Косвенным подтверждением этого предположения служит факт получения генерации во втором импульсе через 300 нс после окончания первого [4].

Интересно также отметить, что константа скорости девозбуждения МС в Ва и Рb выше, чем у Cu [8]. Однако восстановление условий для генерации по N_{ms0} в лазере на бромиде меди, полученное в данной работе, более быстрое, чем в газоразрядных лазерах на парах Рb и Ва [22,23]. Это может быть связано с двумя обстоятельствами: а) с лучшей организацией цепей питания в данной работе (более короткий импульс, отсутствие отраженной в токовом импульсе), б) с более высокой эффективностью возбуждения резонансных состояний атома меди по сравнению с резонансными состояниями Ва и Рb.

Представляет интерес сравнить полученные данные с результатами работы [14], приведенными на рис. 6. На нем кривыми 1, 2 показано экспериментально измеренное усиление K слабого сигнала соответственно на оси трубки и на расстоянии $R = 3.5$ см от нее в зависимости от сдвига тестового импульса относительно регулярного периода следования T . С учетом длины трубки ($l = 210$ см) и величины энергосъема при $T = 230$ мкс ($w_0 = 4$ мкДж/см³) эти же кривые при соответствующем подборе координатного масштаба показывают изменение коэффициента усиления k и количества снимаемых с единицы объема фотонов. Кривой 3 показано изменение концентрации МС на оси трубки. На расстоянии $R = 3.5$ см N_{ms} много меньше, чем на оси [14], и на данном рисунке не показана.

Из сопоставления кривых 1 и 3 видно, что $N_{ms\tau} \ll N_{pT}$ во всем измеренном диапазоне задержек вплоть до $\tau = 20$ мкс. Отсюда с учетом формул (3), (4), (6) легко видеть, что если бы ослабление генерации в задержанном импульсе определялось влиянием предимпульсных МС, то мы бы имели зависимость, показанную кривой 1' (для $R = 3.5$ см соответственно кривая 2') вместо реальных 1, 2 и соответственно мощность генерации более 1 кВт/м вместо реальной ~ 100 Вт/м. Кривые 1', 2' аналогичны подобным для лазеров на парах Рb [22] и Ва [23], полученным путем прямого измерения влияния предимпульсных концентраций МС на параметры генерации. С учетом вышеизложенного легко понять, что даже в лазере на парах чистой меди в трубке диаметром 8 см при погонной мощности генерации ~ 100 Вт/м предимпульсная населенность МС даже на оси трубки не оказывает заметного влияния на энергию генерации по крайней мере уже через 20 мкс после окончания предыдущего импульса. Это совпадает с выводом, сделанным авторами работы [14] на основании другой методики измерения влияния N_{ms0} , а также с результатами данной работы

и значительно более ранней публикации [5]. И только тепловая неоднородность совместно с неоднородностью, обусловленной скин-эффектом, приводит к ослаблению энергии генерации в ~ 1.6 раз в центре трубки при общем ослаблении по всей апертуре, как говорилось выше, не более 30%, т.е. ни скорость релаксации МС, ни их бальмановская тепловая заселенность не оказывают заметного влияния на энергетические характеристики Си лазера. Отметим, что уже в 1979 г., основываясь на данных работы [6] и критериях (6), (7) можно было однозначно заключить о слабом влиянии N_{ms0} на параметры импульсно-периодического лазера на парах меди.

Выводы

Исследования, выполненные в данной работе, показали, что в реальных газоразрядных лазерах метастабильные состояния атомов меди девозбуждаются в соударениях с электронами за времена меньше, чем 1 нс. Следовательно, энергетические параметры Си лазера ни в какой мере не могут быть ограничены недостаточной скоростью девозбуждения МС. Поэтому в условиях, когда ослаблено или нейтрализовано, влияние предимпульсных электронов, например в лазерах с накачкой пучками электронов или в пространственно разнесенных активных средах, генерация в лазере на парах меди, так же как и в лазерах на парах ВаМп и Рб, восстанавливается до своего первоначального значения за единицы микросекунд после окончания предыдущего импульса накачки. Это открывает ясные перспективы дальнейшего существенного повышения энергетических характеристик лазера на парах меди вплоть до величин, предсказываемых в работе [18], т.е. до 10 кВт/м и выше.

Список литературы

- [1] *Walter W.T., Piltch M., Solimene N.* et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1966. Vol. QE-2. P. 474–479.
- [2] *Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 40–42.
- [3] *Бохан П.А., Соломонов В.И.* // Квантовая электрон. 1973. Т. 6(18). С. 53–57.
- [4] *Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И.* и др. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. С. 2162–2173.
- [5] *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. С. 1264–1269.
- [6] *Miller J.L., Kan T.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 3849–3851.
- [7] *Батенин В.М., Бурмакин В.А., Вохмин П.А.* и др. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. С. 1572–1577.
- [8] *Бохан П.А.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. С. 2081–2085.
- [9] *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* // IEEE J. Quant. Electr. 1994. Vol. 30. P. 1876–1894.
- [10] *Борович Б.Л., Юрченко Н.И.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. С. 2081–2095.
- [11] *Борович Б.Л., Молодых Э.И., Рязанская Л.А.* и др. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. С. 1265–1271.
- [12] *Bokhan P.A., Maltsev A.N., Silantiev V.I.* // Abstracts IX Conf. Quant. Electr. Nonlin. Opt. Poznan, 1980. Sect. A. P. 333.
- [13] *Бохан П.А., Мальцев А.Н., Силантьев В.И.* // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Киев, 1980. С. 201.
- [14] *Tabata Y., Hara K., Ueguri S.* // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1628. P. 32–34.
- [15] *Chang J.* // J. Appl. Opt. 1993. Vol. 32. P. 5230–5235.
- [16] *Jones D.R., Maitland A., Little C.E.* // IEEE J. Quant. Electr. 1994. Vol. 30. P. 2385–2390.
- [17] *Chang J.J., Boley C.D., Martinez M.W.* et al. // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2118. P. 2–8.
- [18] *Bokhan P.A., Molodykh E.I.* // Pulsed Metal Vapour Lasers. Proc. NATO Advanced Research Workshop (to be published).
- [19] *Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А.* и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. С. 2302–2309.
- [20] *Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г.* и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. С. 2510–2513.
- [21] *Sakato S., Oohori K., Higuchi M.* et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1994. Vol. 30. С. 2166–2172.
- [22] *Бохан П.А.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. С. 945–952.
- [23] *Бохан П.А.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. С. 1595–1602.
- [24] *Pask H.M., Piper J.A.* // IEEE J. Quant. Electr. 1994. Vol. 30. С. 2376–2384.
- [25] *Астаджов Д.Н., Вучков Н.К., Исаев А.А.* и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. С. 396–399.
- [26] *Astadjov D., Sabotinov N., Vuchkov N.* // Opt. Commun. 1985. Vol. 56. P. 279–282.
- [27] *Елаев В.Ф., Лях Г.Д., Пеленков В.П.* // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. С. 1228–1229.
- [28] *Huang Z.C., Namba K., Shimizu F.* // Jap. J. Appl. Phys. 1986. Vol. 25. P. 1677–1679.
- [29] *Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М.* Основы лазерной техники. М.: Сов. радио, 1972.
- [30] *Заякин А.А., Климовский И.И.* // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. С. 1092–1097.