

# Столкновительные лазеры на атомных переходах

Г.Г.Петраш

*Представлен обзор работ по непрерывным столкновительным лазерам на переходах в атомах и атомарных ионах. Приведены характеристики лазеров, рассматриваемых как столкновительные. Обсуждаются имеющиеся данные по «релаксации» и «перемешиванию» уровней при столкновениях с тяжелыми частицами. Более подробно обсуждаются данные по релаксации метастабильных уровней. Рассмотрены основные трудности, возникающие при создании эффективных непрерывных столкновительных лазеров, в том числе трудности реализации разрядов, пригодных для возбуждения столкновительных лазеров. Обсуждаются не реализованные пока возможности улучшения условий создания таких лазеров.*

**Ключевые слова:** газоразрядные лазеры, переходы в атомах и атомарных ионах, релаксация уровней столкновениями с тяжелыми частицами.

	Содержание
1. Введение. . . . .	111
2. Концепция столкновительного лазера. . . . .	111
3. Лазеры, рассматриваемые как столкновительные . . . . .	113
3.1. Лазеры на переходах Ca и Sr	
3.2. Гелий-европиевый лазер	
3.3. Лазер на переходе олова	
3.4. Лазер на переходе туллия	
3.5. Другие лазеры, рассматриваемые как столкновительные	
3.6. Столкновительный лазер с обменом энергией между верхними уровнями	
4. Трудности создания эффективных столкновительных лазеров на атомных переходах . . . . .	117
5. Разряды, пригодные для реализации столкновительных лазеров. . . . .	118
5.1. Столкновительный лазер с разрядом, контролируемым прилипанием	
6. Столкновительное перемешивание уровней, опустошение нижних лазерных уровней . . . . .	119
6.1. Столкновительная релаксация метастабильных уровней	
7. Заключение. . . . .	122
8. Литература. . . . .	124

## 1. Введение

Среди множества существующих типов газовых лазеров широкое применение нашли лишь считанные единицы. В основном это лазеры, отличающиеся высокой эффективностью, такие как CO<sub>2</sub>- и СО-лазеры, эксимерные и эксиплексные лазеры, лазеры на переходах атома меди. Однако подавляющее большинство газовых лазеров имеет эффективность менее 1 %, что сильно ограничивает их практическое применение. В последнее время усилилась также конкуренция со стороны эффективных твердотельных и волоконных лазеров в сочетании с различными методами преобразования частот их излучения.

Между тем, в самом начале развития газоразрядных лазеров была сформулирована концепция *столкновительного лазера* (collision laser), обещавшая высокую эффективность и большую мощность генерации в непрерывном режиме. Настоящая статья является обзором работ, посвященных созданию столкновительных лазеров. Приводятся достигнутые характеристики, пока далекие от ожидавшихся. Анализируются причины, не позволившие достичь высокой эффективности и значительной мощности лазеров. Делается попытка выяснить, все ли возможности создания эффективных столкновительных лазеров были использованы и есть ли резервы для дальнейшего развития этого направления.

## 2. Концепция столкновительного лазера

Концепция столкновительных лазеров была изложена в работах У.Беннетта [1] и Г.Гулда [2] и опубликована в 1965 г. Она возникла в самом начале развития газовых лазеров в процессе поисков систем с высокой эффектив-

ностью. Собственно, достижение высокой эффективности и было основной целью, ради которой эта концепция разрабатывалась. Напомним, что речь идет о создании непрерывного газоразрядного лазера. Для достижения стационарных инверсии и генерации необходимо, чтобы было выполнено условие [1]

$$R_1 > (g_2/g_1)(A_{21} + R_2F_1/F_2).$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к нижнему и верхнему лазерным уровням;  $R_1$ ,  $R_2$  и  $F_1$ ,  $F_2$  – скорости опустошения и заселения уровней соответственно;  $A_{21}$  – вероятность перехода;  $g_1$  и  $g_2$  – статвеса нижнего и верхнего уровней. Использование непрерывного режима имеет некоторое преимущество по сравнению с использованием импульсного режима, поскольку первоначальные затраты энергии на создание плазмы производятся один раз, а затем в течение длительного времени можно, в принципе, поддерживать оптимальные условия существования инверсии при небольших затратах на поддержание стационарных условий в плазме.

Проведенный в работах [1, 2] анализ показал, что почти во всех существовавших в то время газоразрядных лазерах для релаксации нижнего лазерного уровня использовалось спонтанное излучение на хорошо разрешенном переходе. В этом случае между нижним лазерным уровнем и основным необходимо иметь промежуточный уровень, поскольку спонтанный распад в основном состоянии затруднен в результате пленения резонансного излучения. Кроме того, на разрешенном переходе, как правило, велика скорость возбуждения электронами, что приводит к нежелательному подзаселению нижнего лазерного уровня. Наличие промежуточного уровня, связанного разрешенными переходами с нижним лазерным уровнем и с основным состоянием, при повышении мощности накачки приводит к насыщению выходной мощности, а затем и к ее спаду.

С другой стороны, наличие промежуточного уровня и то обстоятельство, что большая скорость спонтанного распада присуща, в основном, переходам, соответствующим коротковолновым линиям, приводят к тому, что лазерный переход происходит между высокорасположенными уровнями, что ведет к снижению эффективности лазера.

В [2] эффективность лазера  $\eta$  описывается соотношением

$$\eta \approx f \frac{h\nu_L}{E_u - E_l},$$

где  $h\nu_L$  – энергия лазерного кванта;  $E_u$ ,  $E_l$  – энергии верхнего лазерного уровня и «резервуарного» уровня, с которого производится накачка, соответственно; фактор  $f$  – это доля атомов, которая возбуждается с «резервуарного» уровня и проходит через лазерный переход. Наличие промежуточного уровня уменьшает как отношение энергий в этой формуле, так и фактор  $f$ , поскольку вблизи верхнего лазерного уровня и ниже его оказывается значительное число других уровней, «перехватывающих» энергию возбуждения.

Рассматривая молекулярный лазер, Г.Гулд приходит к выводу [2]: «В этом случае большое число уровней в молекулах будет почти неизбежно приводить к малой величине множителя  $f$ . Следовательно, в эффективном газоразрядном лазере плотность молекул не должна быть большой».

В [2] рассматривались различные процессы релаксации нижнего лазерного уровня. Из них были выделены самые быстрые – спонтанное излучение и столкновения с тяжелыми частицами (столкновительная релаксация). Поскольку, как сказано выше, релаксация спонтанным излучением приводит к ограничению эффективности, сделано заключение, что эффективный газоразрядный лазер должен использовать для релаксации нижнего уровня столкновения с тяжелыми частицами. В этом случае можно использовать переходы между сравнительно низкорасположенными уровнями и рассчитывать на более высокую эффективность.

Основная идея эффективного газоразрядного лазера, получившего название «столкновительный лазер», возникла в результате проведенного в [1, 2] анализа. Она заключается в использовании стационарных разрядов, в которых существует большой разрыв между электронной температурой  $T_e$  и температурой газа  $T_g$ , такой, что населенность некоторых уровней определяется, в основном, температурой электронов, а других уровней – температурой газа. При этом предполагалось, что  $T_e \gg T_g$ . Вот какие рекомендации по выбору системы для осуществления столкновительного лазера дает Г.Гулд [2]: «В столкновительном лазере возбуждение атомов происходит в основном при столкновениях со свободными электронами, в то время как неупругие атомные столкновения приводят как к увеличению населенности верхнего уровня, так и к опустошению нижнего уровня. В идеальном случае такая система должна обладать следующими характеристиками:

а) Лазерный переход частично запрещен.

б) Верхний уровень не опустошается за счет неупругих атомных столкновений ( $E_u - E_l \gg kT_g$ ).

в) Все активные уровни расположены низко, что обеспечивает высокую населенность и большую скорость электронного возбуждения.

г) Сечения столкновительной передачи энергии между лазерными и близлежащими уровнями (отстоящими на  $\Delta E \sim kT_g$ ) велики.

д) Все уровни со значительной населенностью способны проходить атомов через лазерный переход.

е) Полный дефект энергии для ряда неупругих столкновений  $\Sigma \Delta E$  достаточно велик, благодаря чему выполняется условие  $N_l < N_u$ . Для этого необходимо выполнение неравенства

$$e^{-\Sigma \Delta E/kT_g} < e^{-(E_u - E_l)/kT_g}.$$

Здесь  $E_u$  и  $E_l$  – энергия верхнего и нижнего лазерных уровней;  $E_l$  – энергия резервуарного уровня, с которого происходит накачка;  $T_g$  – температура газа.

ж) Плотность газа настолько мала, что  $T_e > T_g$ , но вместе с тем достаточно велика, чтобы выполнялись приведенные неравенства. Поэтому  $N < 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

з) Возбуждение верхнего уровня не является непосредственным и осуществляется в результате соударений второго рода с атомами, имеющими изолированный уровень. Таким образом, основные потери обусловлены электронным возбуждением нижних уровней.»

Предполагалось, что в пределе населенность верхнего лазерного уровня может быть близка к равновесной с температурой, равной  $T_e$ , а населенность нижнего – к равновесной с температурой, равной  $T_g$ . В этом случае КПД лазера может быть весьма высоким и в пределе будет

приближаться к КПД идеальной тепловой машины [2]  $\eta = (T_c - T_g)/T_c$ . Ожидалась также высокая мощность генерации. Такие перспективы вызвали очень большой интерес. Были предложены различные системы для реализации столкновительных лазеров, в том числе авто-рами [1, 2].

Отметим, что возможность создания столкновительного лазера не надо доказывать, ему полностью соответствует хорошо известный CO<sub>2</sub>-лазер. Он действительно обладает высокой эффективностью и большой мощностью генерации в средней ИК области спектра. По иронии судьбы, он был реализован на переходах в молекуле, тогда как Г. Гулд считал, что его активная среда должна содержать минимум молекул. Однако реализация столкновительного лазера на переходах молекул в ближней ИК и видимой областях спектра действительно встречает большие трудности. Здесь мы рассмотрим задачу создания столкновительного лазера на переходах в атомах и атомарных ионах, желательно в коротковолновой области спектра.

Предприняты многочисленные попытки осуществления таких лазеров на переходах в атомных системах. В ряде случаев заявлено о создании столкновительных лазеров. Все это более подробно будет рассматриваться ниже. Попытки создания столкновительных лазеров в рамках концепции [1, 2], продолжающиеся и сейчас, активно обсуждаются на ряде конференций и семинаров. Однако с определенностью можно сказать, что основная задача – создание эффективных и мощных газоразрядных лазеров, работающих в непрерывном режиме на переходах в атомах и атомарных ионах, до сих пор не решена. Успехи в разработке столкновительных лазеров для видимой и УФ областей спектра также незначительны.

### 3. Лазеры, рассматриваемые как столкновительные

В [1, 2] в основном рассматривались трехуровневые схемы лазеров, работающих в стационарном (непрерывном) режиме. Кратко обсуждаются и более сложные схемы. В обычных условиях, когда функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) не сильно отличается от максвелловской, для создания инверсии невозможно использовать столкновения только с электронами. Необходимо какой-то селективный процесс, который должен либо уменьшать населенность нижнего лазерного уров-

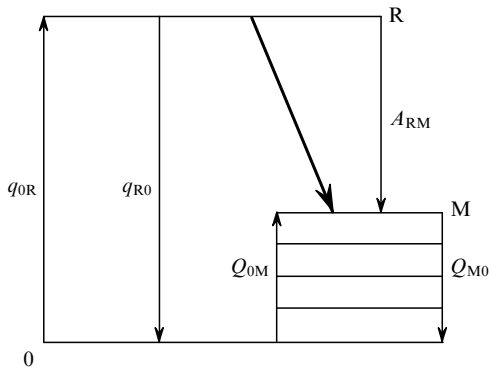


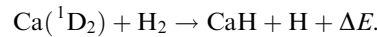
Рис.1. Схема уровней столкновительного лазера на R–M-переходе. Предполагаемый лазерный переход обозначен косой стрелкой; Q<sub>0M</sub>, Q<sub>M0</sub> – константы скорости возбуждения и опустошения уровней при столкновениях с тяжелыми частицами, q<sub>0R</sub>, q<sub>R0</sub> – с электронами; A<sub>RM</sub> – вероятность перехода.

ня, либо увеличивать населенность верхнего, либо делать и то и другое.

В дальнейшем в большинстве работ в качестве перспективных рассматривались переходы с резонансных на метастабильные уровни (R–M-переходы). Действительно, резонансные R-уровни обычно лучше всего возбуждаются электронами в разряде, и ожидалось, что возбуждение и девозбуждение электронами M-уровней будет слабым. Поэтому предполагалось, что релаксацию M-уровней можно будет сравнительно легко осуществить в столкновениях с тяжелыми частицами. Обычно рассматривалась простая схема уровней, приведенная на рис.1. Энергия M-уровня должна быть заметно больше  $kT_g$ , а для увеличения скорости его релаксации желательнее между уровнями 0 и M иметь промежуточные уровни, которые также схематически показаны на рис.1.

#### 3.1. Лазеры на переходах Ca и Sr

В настоящее время это единственные лазеры, работавшие в непрерывном режиме. Схема уровней и переходов в атоме кальция представлена на рис.2. Лазерный переход с  $\lambda = 5.547$  мкм показан жирной стрелкой. Непрерывная генерация наблюдалась в основном при добавлении небольших количеств водорода [3–8]. Для этого лазера опустошение нижнего лазерного уровня объясняется «химической очисткой», т.е. удалением атомов на нижнем лазерном уровне <sup>1</sup>D<sub>2</sub> в процессе химической реакции



Скорость этой реакции должна быть относительно высокой, поскольку она имеет резонансный характер; в этом случае  $\Delta E$  сравнимо с  $kT_g$ .

Непрерывная генерация наблюдалась при давлении водорода 1–3 Тор, и при оптимизации других параметров мощность генерации составляла ~0.1 Вт при оценке эффективности ~10<sup>-2</sup>. Такую эффективность следует счи-

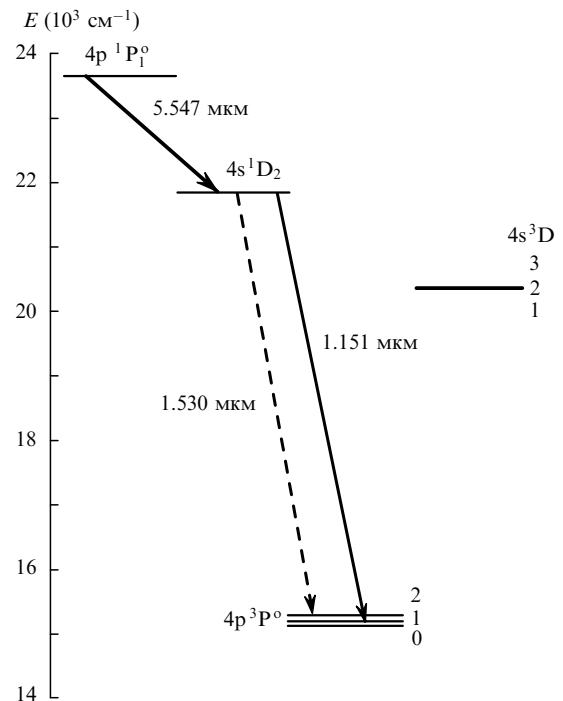


Рис.2. Некоторые возбужденные уровни и переходы в атоме Ca.

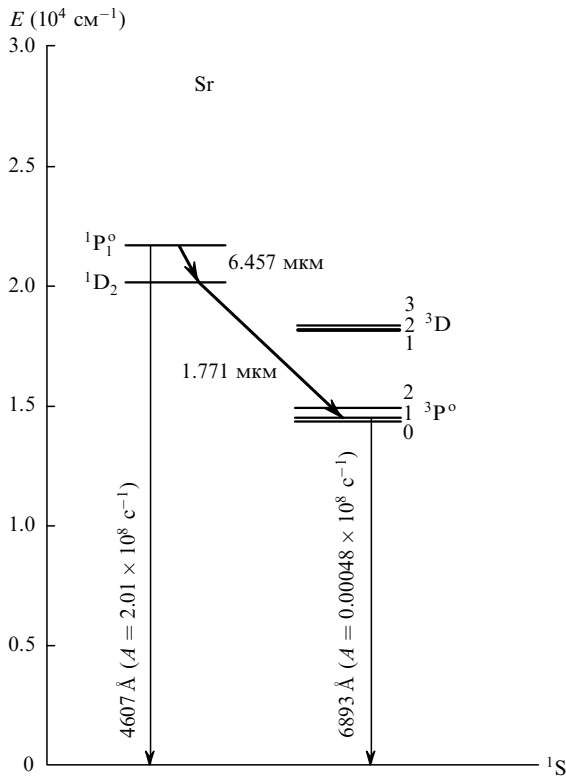


Рис.3. Схема уровней и переходов в атоме Sr.

тать довольно высокой, т. к. отношение энергии кванта на лазерном переходе к энергии верхнего лазерного уровня составляет  $\sim 7.6\%$ . Однако в этом режиме генерация длилась 10–30 мин, поскольку кусочки кальция превращались в порошок гидроксида кальция. В случае меньшего давления водорода генерация наблюдалась в течение нескольких часов при мощности  $\sim 0.07$  Вт.

Непрерывная генерация наблюдалась также на аналогичном переходе стронция [9]. В этой работе не сказано, добавлялся ли водород. Схема уровней и переходов в атоме стронция приведена на рис.3.

Следует отметить, что лазерные переходы в атомах Ca и Sr не являются, строго говоря, R–M-переходами, т. к. с нижних лазерных  $^1D_2$ -уровней существуют интеркомбинационные переходы в состояния  $^3P_{1,2}$ . Наблюдалась даже импульсная генерация на таком переходе атома Sr ( $\lambda = 1.771$  мкм, см. рис.3), что свидетельствует о достаточно большой вероятности этого перехода. Именно спонтанным распадом по этому каналу объяснялось наличие непрерывной генерации [9]. К сожалению, на данный момент найти для атомов Ca и Sr надежных данных о вероятностях лазерных переходов и переходов вниз с нижних лазерных уровней не удалось. Вопрос о влиянии спонтанного распада нижних уровней остается открытым. Отметим только, что для Ca эта вероятность должна быть меньше, чем для Sr, поскольку вероятности интеркомбинационных переходов больше для более тяжелых атомов.

### 3.2. Гелий-европиевый лазер

Этот лазер, первая публикация о котором относится к 1973 году [10], имел особое значение в развитии работ по столкновительным лазерам. С ним впервые был продемонстрирован переход от импульсного режима к квазинепрерывному, что вызвало всплеск интереса к проблеме создания столкновительных лазеров и вселило большие

надежды на ее решение. В дальнейшем этому лазеру было посвящено наибольшее число публикаций [8, 10–25]. Здесь мы кратко изложим основные результаты этих работ.

Схема уровней (схема LS-связи) и переходов в ионе европия приведена на рис.4. Отметим, что по последним данным NIST группировка уровней в мультиплеты, соответствующая другой схеме сложения моментов, немного отличается от приведенной на рисунке. Соответствие обозначений NIST и рис.4 даны в табл.1. Генерация наблюдалась на многих линиях  $\text{Eu}^+$ , показанных на схеме стрелками, но наибольшее внимание уделялось исследованию генерации на линии 1.002 мкм, на которой в основном имела место квазинепрерывная генерация.

В работе [10] показано, что с ростом давления He до  $\sim 600$  Тор мощность генерации растет, а ее длительность свидетельствует о квазинепрерывном режиме. В дальнейшем были проведены подробные исследования He– $\text{Eu}^+$ -лазера как в квазинепрерывном, так и в импульсном режиме. Методом модуляции мощности генерации и наблюдения изменений населенностей различных уровней изучался процесс столкновительного переноса между лазерными и другими уровнями. Были измерены времена релаксации населенностей нижних лазерных уровней [17], оказавшиеся аномально малыми. При давлении He 1 атм оцененное время релаксации нижнего лазерного уровня  $^7D_3$  составило 4 нс. Были проведены исследования характеристик импульсной генерации при увеличении давления He до 5 атм [21, 23, 24] и ряд других исследований.

В первых работах [12, 17] предполагалось, что квазинепрерывный характер генерации обеспечивается опустошением нижних лазерных уровней столкновениями с атомами He. (В этом случае  $\Delta E \approx 9kT_g$ .) Это позволило заключить, что большие сечения опустошения метастабильных уровней возможны и при  $\Delta E \gg kT_g$ .

Таким образом, результаты первых исследований He– $\text{Eu}^+$ -лазера, в особенности вывод о том, что достаточно быстрое опустошение метастабильных уровней вследствие их столкновений с тяжелыми частицами возможно при  $\Delta E \gg kT_g$ , возбудили большие надежды и вызвали значительный интерес к проблеме создания столкновительного лазера на атомных переходах.

В дальнейшем был предложен другой механизм релаксации ионов нижних лазерных уровней, предполагающий рекомбинационный механизм быстрой релаксации ионов с  $^7D_3$ -уровней через автоионизационные состояния атома. Впервые этот механизм рассматривался, видимо, в работе [15], а наиболее детально был проанализирован в диссертации В.М.Климкина [8], где сделан вывод о том, что He– $\text{Eu}^+$ -лазер следует отнести к новому типу лазеров – ионизационно-рекомбинационному.

На наш взгляд, механизм релаксации через автоионизационные уровни Eu обоснован значительно более надежно, чем механизм прямого опустошения нижнего лазерного уровня столкновениями с атомами гелия при  $\Delta E \gg kT_g$ . Существенно, что релаксация через автоионизационные уровни атома Eu происходит при небольших значениях  $\Delta E$ .

Возможные пути релаксации в рамках этого механизма показаны на рис.5.

Если принять рекомбинационный механизм опустошения нижних лазерных уровней, кратко описанный выше, то надо отказаться от утверждения о том, что генерация в He– $\text{Eu}^+$ -лазере свидетельствует о возможности

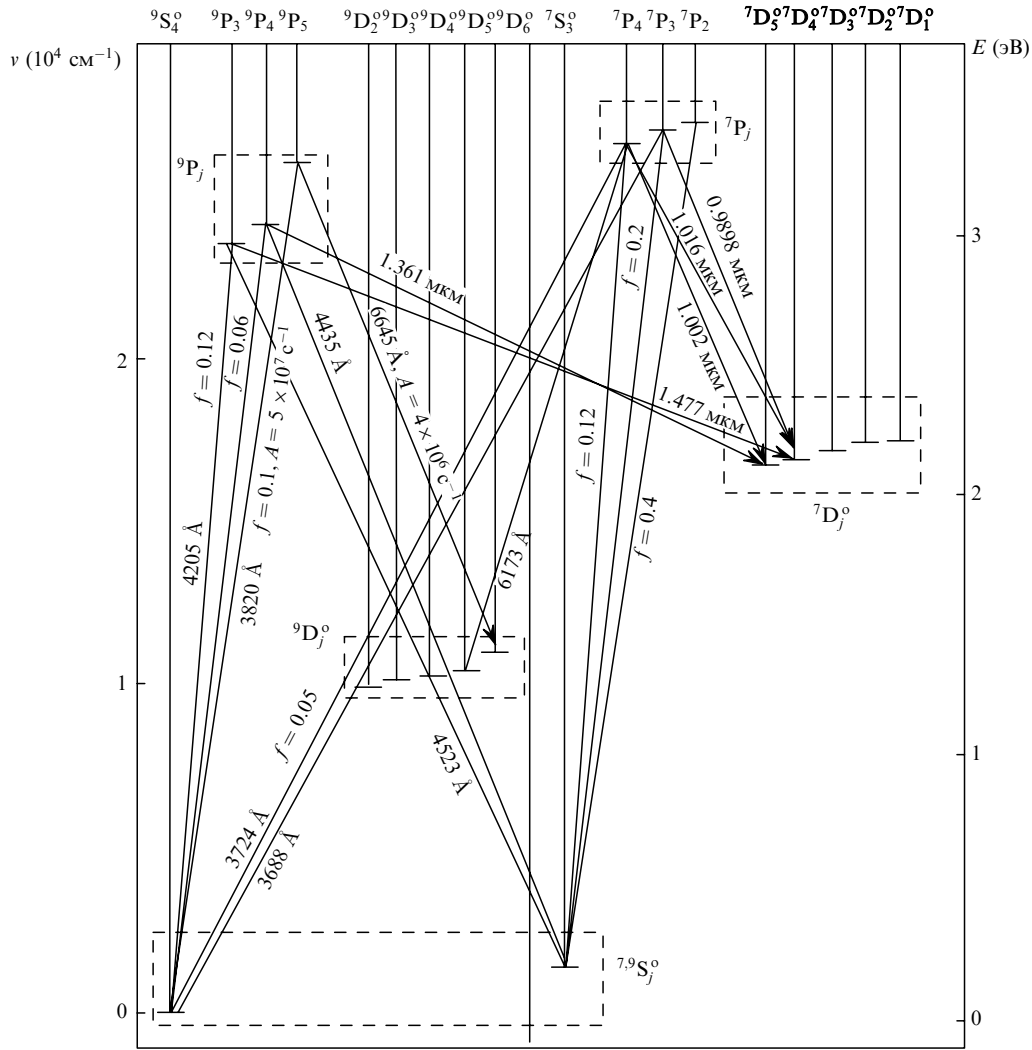


Рис.4. Схема уровней и переходов в  $\text{Eu}^+$  [8]. Переходы, на которых наблюдалась генерация, отмечены стрелками.

Табл.1. Соответствие обозначений уровней  $\text{Eu}^+$  в схеме LS-связи (рис.4) и по данным NIST.

Обозначение NIST	J	E (см <sup>-1</sup> )	LS-связь
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{1/2}(7/2,1/2)$	3	23774.28	$4f^7\ ^9P_3$
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{1/2}(7/2,1/2)$	4	24207.86	$4f^7\ ^9P_4$
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{3/2}(7/2,3/2)$	5	26172.83	$4f^7\ ^9P_5$
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{3/2}(7/2,3/2)$	4	26838.50	$4f^7\ ^7P_4$
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{3/2}(7/2,3/2)$	3	27104.07	$4f^7\ ^7P_3$
$4f^7(^8S_{7/2})6p_{3/2}(7/2,3/2)$	2	27256.35	$4f^7\ ^7P_2$

эффективного опустошения метастабильных уровней путем их столкновений с атомами гелия при  $\Delta E \gg kT_g$ .

### 3.3. Лазер на переходе олова

В этом лазере, в отличие от других, используется лазерный переход  $^1D_2 - ^3P_2$  ( $\lambda = 1.9244$  мкм) между двумя метастабильными уровнями основной конфигурации атома  $5p^2$ . Возможности осуществления генерации на переходах в конфигурации  $np^2$  обсуждались в [26]. О наблюдении квазинепрерывной «столкновительной» генерации в смеси He –  $^{120}\text{Sn}$  сообщалось в работе [27]. Разряд возбуждался в газоразрядной трубке (ГРТ) диаметром 0.5 см и длиной 50 см переменным током  $\sim 0.6$  А при температуре стенки  $\sim 1400^\circ\text{C}$ . Из-за малой вероятности перехода усиление в лазере было низким и по оценкам

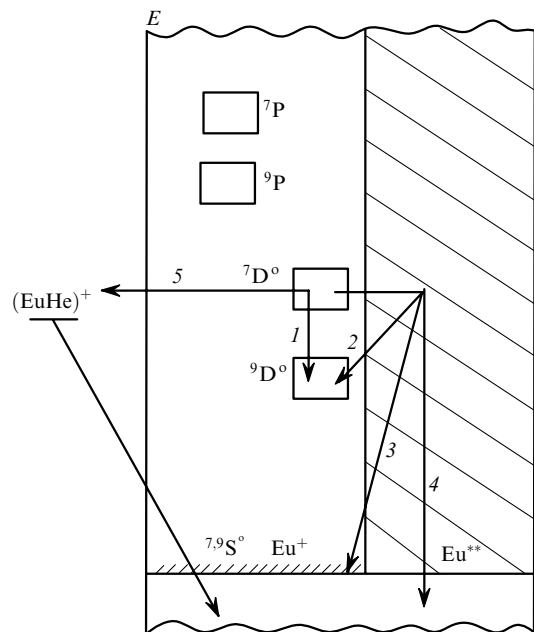


Рис.5. Схема релаксации нижних лазерных уровней  $\text{Eu}^+$  согласно [9].  $\text{Eu}^{**}$  – автоионизационные уровни атома Eu. Стрелками обозначены процессы тушения (1), захвата и ионизации (2, 3), рекомбинации (4) и образования молекулярного иона (5).

составляло  $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ . На наш взгляд, результаты [27] не могут служить убедительным доказательством квазинепрерывного характера генерации, поскольку ее длительность была намного меньше оцененного времени жизни верхнего лазерного уровня.

### 3.4. Лазер на переходе тулия

В последнее время появилось несколько работ [28–30], в которых утверждается, в частности, что впервые в парах металлов реализован столкновительный лазер, соответствующий критериям Гулда. Таковым считается лазер на одном из переходов Tm ( $\lambda = 1.069 \text{ мкм}$ ). Этот вывод основан только на том, что мощность генерации растет с увеличением давления гелия, и при этом генерация на других линиях существует при меньших давлениях, чем то, при котором начинается генерация на указанной линии. Такое объяснение основано на предположении, что нижний лазерный уровень разрушается столкновениями с атомами He при соотношении  $\Delta E/kT_g \sim 13$ , а это маловероятно. Отметим также, что генерация носит явно выраженный импульсный характер, поскольку длительность импульса на полувысоте ( $\sim 50 \text{ нс}$ ) существенно меньше длительности импульса тока. Никаких аргументов в пользу квазинепрерывного характера генерации не приводится. Напомним, что критерий Гулда относится к непрерывным столкновительным лазерам. Утверждение авторов [28–30] о реализации столкновительного лазера на переходе Tm представляется необоснованным.

### 3.5. Другие лазеры, рассматриваемые как столкновительные

В работе [31] делается вывод: «лазер на парах бария является столкновительным и позволяет получать длинные импульсы генерации благодаря разрушению метастабильного уровня в девозбуждающих столкновениях с атомами Ba в основном состоянии и со стенкой трубки». В этой же работе приведены измеренные константы скорости девозбуждения метастабильного уровня Ba ( $^1D_2$ ) электронами ( $k_e = 0.7 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ ) и атомами бария в основном состоянии ( $k_M = 1.6 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ ), а также вероятность лазерного перехода  $^1P_1^o - ^1D_2$  ( $A = (0.9 \pm 0.1) \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ ).

В работе того же автора [19] содержится утверждение: «Осуществлен перевод лазеров на парах Ba, Eu,  $\text{Eu}^+$ , Pb,  $\text{Sr}^+$  в квазинепрерывный или непрерывный столкновительный режим». Следует отметить, что в этих работах нет сколько-нибудь детального описания ни условий получения столкновительной генерации, ни ее характеристик (длительность, мощность, условия разряда и т. п.). Упоминается только, что использовались тонкие (диаметром 0.3–0.4 см) разрядные трубки. В [31] утверждается, что для лазера на парах Ba «в плотном резонаторе в трубке диаметром 0.4 см длительность импульса генерации достигает сотен микросекунд». А в [19] сказано: «При газоразрядном возбуждении в трубках диаметром 0.3–0.4 см длинные импульсы генерации (в отдельных случаях до сотен микросекунд) были получены в лазерах на парах бария и европия. Как и в лазере на ионизированном европии, ограничение длительности обусловлено падением электронной температуры по мере развития разряда».

Мы полагаем, что процитированные выше утверждения следует воспринимать скорее как декларацию, а не

как действительное доказательство существования режима столкновительных лазеров. Другие работы, в которых с принятой в научных публикациях обстоятельностью были бы описаны условия получения и характеристики генерации лазеров, рассматриваемых в [19, 31], нам не известны.

Выводы этих работ подверглись критике в [32]. В ней предложены критерии для различения самоограниченного и квазинепрерывного режимов генерации. Основываясь на этих критериях, авторы [32] приходят к выводу, что нет оснований считать генерацию на атомах металлов в [19, 31] столкновительной. Для объяснения квазинепрерывного характера генерации предлагается другой механизм создания инверсии, основанный на очистке метастабильных уровней возбуждением «вверх», в ионизационные состояния [33–38]. Однако его рассмотрение выходит за рамки тематики настоящего обзора, поскольку предложенный механизм получения инверсии существенно отличается от принятого в концепции столкновительного лазера.

### 3.6. Столкновительный лазер с обменом энергией между верхними уровнями

Кроме схемы столкновительного лазера с использованием R–M-переходов, теоретически рассматривалась и другая схема, основанная на использовании передачи энергии от одного атома (донора) к другому атому (акцептору). В этом случае предполагается, что уровень донора, с которого происходит передача энергии, эффективно возбуждается электронами и его населенность определяется  $T_e$ , а уровень акцептора, на который происходит передача энергии, расположен несколько ниже, слабо возбуждается электронами и имеет переход вниз с умеренной вероятностью. Инверсия в этой схеме образуется в результате эффективного заселения уровня донора и преимущественного заселения уровня акцептора в процессе столкновений атомов или вследствие передачи энергии при столкновениях с буферным газом или со специально добавленным газом. Такие столкновения в пределе должны приводить к равновесным населенностям рассматриваемых уровней с температурой  $T_g$ . При этом в идеальном случае и для этой схемы КПД лазера должен приближаться к КПД тепловой машины  $\eta$ .

В основном рассматривалась система из двух двухуровневых атомов. В этой схеме инверсия образуется на переходе в основное состояние атома-акцептора. Впервые, насколько нам известно, подобная схема рассматривалась в работе [39] на примере передачи энергии от молекулы кислорода в состоянии  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  атому иода в метастабильном состоянии  $\text{I}(5^2P_{1/2})$  ( $\Delta E = 279 \text{ см}^{-1}$ ). Расчеты, проведенные в [39] при некоторых упрощающих предположениях, показали, что инверсия в этой схеме возможна. Однако в эксперименте, описанном в этой работе, осуществить генерацию не удалось.

В работе [40] предложено в этой же схеме использовать в качестве атома-донора атом с хорошо возбуждаемым электронами резонансным уровнем и с передачей энергии на уровень другого атома, слабо возбуждаемый электронами, переход с которого вниз полузапрещен. Предполагается, что спонтанный распад резонансного уровня донора сильно уменьшен вследствие пленения резонансного излучения. В рамках приближения двух двухуровневых систем проведен расчет насыщенной мощности. При этом не делалось никаких предположений об от-

носительных величинах скоростей рассматриваемых процессов. Расчет показал, что и в этом случае возможно образование инверсии. Приведены условия ее существования, сформулированы критерии выбора атомов донора и акцептора.

В качестве примера проведен расчет для случая передачи энергии от резонансных уровней натрия на уровень кальция  $\text{Ca}(^3P_1^0)$ . Расчет показал, что при выбранных параметрах задачи инверсия существует в довольно широких пределах изменения концентраций электронов и атомов кальция.

В работе [41] для такой же схемы, как и в [40], рассчитан ненасыщенный коэффициент усиления и предложено, кроме системы Na–Ca, еще семь систем: Rb–Bi, K–Bi, Yb–Ca, Na–Bi, Yb–Ca (для другого перехода в Ca), Ca–Mg и Yb–Mg. Длины волн ожидаемых лазерных линий для этих систем лежат в диапазоне 457–875 нм. Конкретные расчеты проведены для систем Rb–Bi и Ca–Mg в условиях тлеющего разряда. Оцененные коэффициенты усиления составили  $4.9 \times 10^{-4}$  и  $16 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  соответственно (подробнее см. [41]).

Отличие рассматриваемой схемы возбуждения от схемы с R–M-переходами состоит в том, что энергия уровня атома донора и энергия верхнего лазерного уровня различаются не сильно (на несколько  $kN_g$ ). Соответственно пороги их возбуждения близки. При этом электроны с энергиями ниже пороговых практически не будут возбуждать оба этих уровня. Если удастся найти такую пару донор–акцептор, для которой константа скорости возбуждения резонансного уровня электронами много больше константы скорости возбуждения верхнего лазерного уровня, это будет выполняться почти при всех энергиях электронов. Добавим, что данная схема позволяет выбирать соотношение концентраций доноров и акцепторов, что может облегчить получение инверсии.

В указанных работах [39–41] рассматривались две двухуровневые системы. Для приближения к реальным условиям следует также рассмотреть процессы ионизации атомов и случай, когда заметную роль могут играть другие уровни атомов. Учет ионизации и ухода «наверх» может ухудшить условия получения инверсии. Наличие же «лесенки» уровней, как участвующих в процессе передачи энергии между возбужденными уровнями, так и находящихся вблизи основного состояния атома-акцептора, может привести к улучшению условий создания инверсии. Таким образом, можно рассматривать «гибридную» схему, когда происходит обмен энергией между верхними уровнями, а лазерный переход оканчивается не на основном уровне, так что опустошение нижнего лазерного уровня также происходит при столкновениях с тяжелыми частицами, как это предполагалось в случае R–M-переходов. На рис.6 показана упрощенная схема этого варианта возбуждения.

Завершая краткий обзор лазеров, которые можно отнести к столкновительным, приходится констатировать, что за 40 лет, прошедших с момента опубликования концепции столкновительных лазеров, успехи на пути их осуществления весьма скромные. Непрерывная генерация получена только в средней ИК области спектра и в лазерах, которые не вполне соответствуют первоначальной концепции. Основная же цель – создание эффективных и мощных непрерывных лазеров на атомных переходах – так и не достигнута.

Реализованные на данный момент лазеры во многом

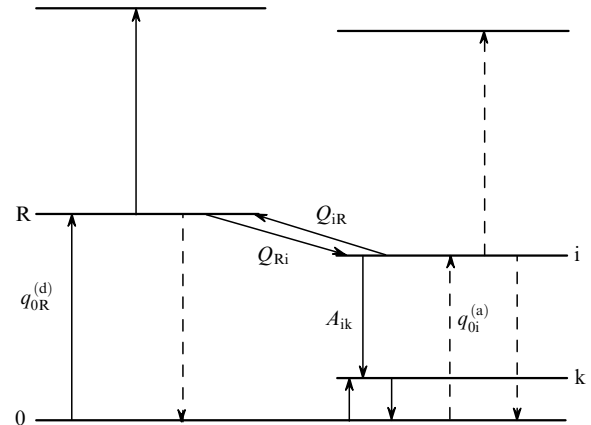


Рис.6. Схема столкновительного лазера с обменом энергией между верхними уровнями и столкновительной релаксацией нижнего лазерного уровня;  $q_{0R}^{(d)}$  и  $q_{0i}^{(a)}$  – константы скорости возбуждения уровня атома донора и акцептора при столкновениях с электронами.

не соответствуют рекомендациям Г.Гулда. Релаксация нижнего лазерного уровня в основном происходит при большом  $\Delta E$ , а не через лесенку промежуточных уровней. Заселение верхнего лазерного уровня в основном осуществляется прямым электронным ударом, а не от лежащего выше уровня и не от атома донора. В ряде случаев утверждение о квазинепрерывной генерации недостаточно обосновано.

В следующем разделе делается попытка проанализировать, какие причины не позволили достигнуть желаемых результатов и какие трудности возникают на пути создания эффективных непрерывных столкновительных лазеров.

#### 4. Трудности создания эффективных столкновительных лазеров на атомных переходах

В качестве перспективных рассматриваются переходы в атомах металлов. Достижение необходимой для работы лазера плотности паров металлов обычным способом, т. е. путем термического нагрева металла, в большинстве случаев требует достаточно высокой температуры. Температура газа  $T_g$  должна быть, очевидно, еще выше температуры металла, находящегося на стенке ГРТ или в отдельной полости. При этом чем больше вводимая в разряд мощность и ожидаемая мощность генерации, тем выше  $T_g$ . Поскольку температура  $T_e$  должна быть значительно выше  $T_g$ , это означает, что  $T_e$  не может быть низкой – в типичном случае она должна составлять  $\sim 1$  эВ или более. Как будет показано далее, это налагает определенные ограничения на выбор типа разряда.

В последнее время выяснилось, что сечение возбуждения метастабильных уровней меди, в отличие от первоначальных предположений, не мало [42]. Это связано с процессом их возбуждения через состояния отрицательного иона, который в начале развития R–M-лазеров не учитывался. Надежные данные о сечениях возбуждения M-уровней других атомов пока отсутствуют, но исследования характера их распада в межимпульсный период в R–M-лазерах, а также получение генерации этих лазеров при высоких частотах следования импульсов свидетельствуют о том, что и для других подходящих атомов скорость возбуждения M-уровней электронами не мала. Это

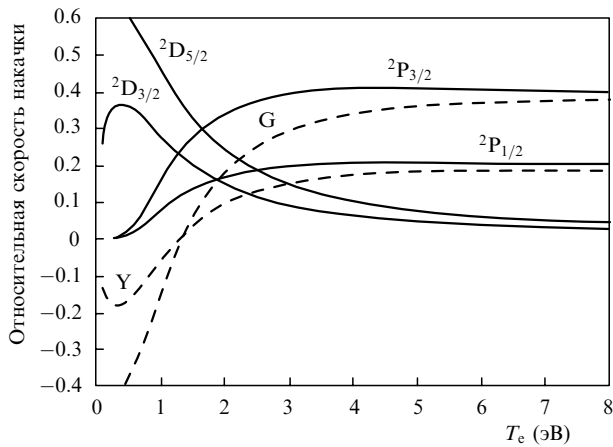


Рис. 7. Относительные скорости накачки лазерных уровней атома меди электронами из основного состояния атома как функция температуры электронов. Штриховые кривые – разность скоростей накачки верхнего и нижнего лазерного уровня с учетом их статвесов для зеленой (G) и желтой (Y) линий [43].

требует пересмотра подхода к реализации столкновительных лазеров на атомных R–M-переходах.

Прежде всего надо отметить, что скорость возбуждения R-уровня электронами начинает превышать скорость возбуждения M-уровня только начиная с определенной величины  $T_e$ : для меди (с учетом статвесов уровней) – начиная с  $T_e \approx 1.3$  эВ (см. рис. 7). Оптимальная же температура электронов составляет 2–4 эВ. Это обстоятельство также накладывает определенные требования на величину  $T_e$ . Скорее всего, следует предположить, что  $T_e$  должно превышать 2 эВ.

Другая трудность, связанная с большими сечениями возбуждения метастабильных уровней  $\sigma_{0M}$ , которая ранее не рассматривалась, состоит в необходимости обеспечить неравенство, желательное для реализации эффективного столкновительного лазера:

$$Q_{M0}N_a = \langle \sigma_{M0}^a v_a \rangle N_a \gg \langle \sigma_{M0}^e v_e \rangle n_e = q_{M0}n_e.$$

Здесь индекс e относится к электронам, индекс a – к тяжелым частицам; угловые скобки означают усреднение по распределению скоростей;  $Q_{M0}$  и  $q_{M0}$  – константы скоростей опустошения метастабильного уровня тяжелыми частицами и электронами;  $v_a$  и  $v_e$  – скорости атомов и электронов. Поскольку в типичном случае  $v_e/v_a \sim 10^4$ , а  $\sigma_{M0}^e$  вряд ли меньше  $\sigma_{M0}^a$ , то  $N_a/n_e$  должно быть много больше  $10^4$ . Такое соотношение также влияет на выбор типа разряда.

## 5. Разряды, пригодные для реализации столкновительных лазеров

В концепции столкновительного лазера основную роль играет требование  $T_e \gg T_g$ . В работах [1, 2] сколько-нибудь подробно не рассматривался вопрос о том, какие разряды наиболее подходят для выполнения этого требования. Просто указывалось, что это требование удовлетворяется в некоторых разрядах. Видимо, имелся в виду положительный столб тлеющего разряда.

В положительном столбе стационарного тлеющего разряда температура  $T_e$  определяется балансом скоростей ионизации и исчезновения ионов [44]. Если исчезно-

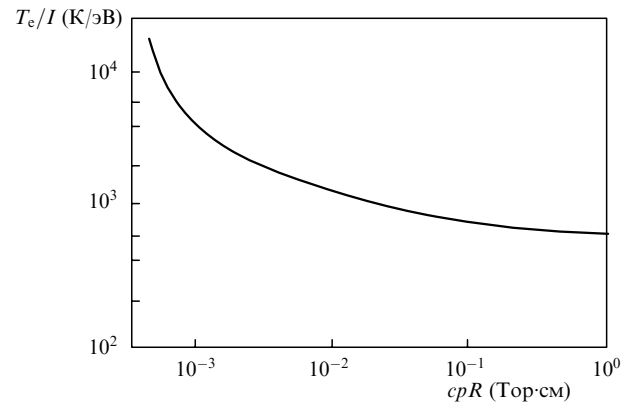


Рис. 8. Универсальная кривая для вычисления  $T_e$  в зависимости от  $I$  и  $cpR$ .

вание ионов определяется, как это обычно бывает, диффузией, то  $T_e$  можно найти из выражения [44]

$$\left( \frac{kT_e}{I} \right)^{1/2} \exp \frac{I}{kT_e} = \text{const}(pR)^2,$$

которое определяет универсальную зависимость  $kT_e/I$  от  $cpR$ , где  $c$  – постоянная для каждого газа;  $p$  – давление;  $I$  – потенциал ионизации;  $R$  – радиус ГРТ.

Эта зависимость, взятая из [44], приведена на рис. 8. Видно, что  $T_e$  составляет определенную долю от  $I$ , которая сильно уменьшается с ростом  $cpR$ . Для большей части приведенного интервала  $cpR$  величина  $T_e/I \approx 10^3$  К/эВ, что соответствует  $T_e \approx 0.1I$ . Поскольку в качестве кандидатов для осуществления столкновительных лазеров рассматриваются, главным образом, атомы металлов с потенциалом ионизации менее 10 эВ, то в разрядах в парах металлов с буферными газами, в которых в основном ионизуется металл, следует при не слишком низких давлениях ожидать  $T_e < 1$  эВ. Как сказано выше, при таком значении  $T_e$  вряд ли возможно осуществление столкновительного лазера. Сравнительно высокие  $T_e$  можно ожидать только при низком давлении газа и в узких трубках. Низкие давления означают малую скорость релаксации населенности нижнего лазерного уровня в столкновениях с тяжелыми частицами, а узкие трубки не позволяют рассчитывать на высокие мощности генерации.

Таким образом, положительный столб стационарного тлеющего разряда, уход ионов в котором определяется диффузией, мало подходит для осуществления столкновительного лазера.

### 5.1. Столкновительный лазер с разрядом, контролируемым прилипанием

Большие надежды могут быть связаны с положительным столбом, в котором уход ионов определяется быстрой объемной рекомбинацией. Однако при тех  $T_e$ , которые требуются для эффективного образования инверсии, трехчастичная рекомбинация идет слишком медленно. Как правило, она не может конкурировать даже с амбиполярной диффузией. Значительно более высокую скорость ухода ионов могут обеспечить диссоциативная рекомбинация и прилипание электронов с последующей ион-ионной рекомбинацией. Для рассматриваемого здесь случая образования инверсии на переходах атомов металлов трудно ожидать большой концентрации положительных молекулярных ионов. Так что вряд ли можно



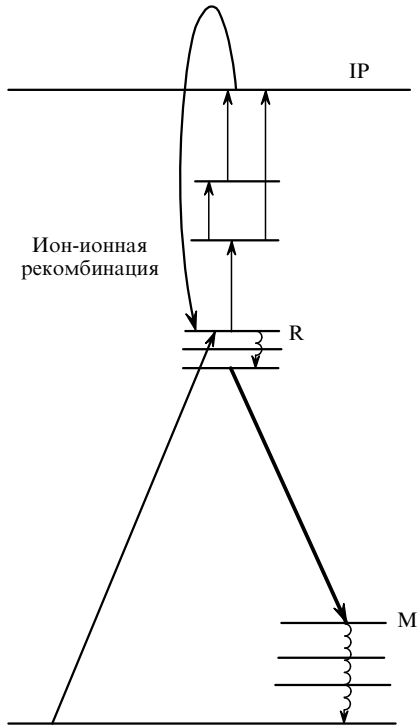


Рис.9. Возможная схема уровней для столкновительного лазера, использующего разряд, контролируемый прилипанием и ион-ионной рекомбинацией. Стрелки вверх – ступенчатое возбуждение и ионизация электронами, IP – потенциал ионизации, изогнутая стрелка – заселение уровня в процессе ион-ионной рекомбинации, волнистые стрелки – релаксация при столкновениях с тяжелыми частицами, косая стрелка вниз – лазерный переход.

рассчитывать на диссоциативную рекомбинацию, хотя в принципе ее нельзя полностью исключить из рассмотрения. Здесь мы пока не будем останавливаться на такой возможности применительно к столкновительным лазерам.

Остается рассчитывать на прилипание к электроотрицательным частицам, специально вводимым в разряд. При этом температура электронов в положительном столбе будет определяться балансом скорости ионизации, которая обычно резко зависит от  $T_e$ , и скорости прилипания, зависящей от  $T_e$  не так сильно. Скорее всего, именно разряды, контролируемые прилипанием электронов, будут наиболее пригодными для создания столкновительных лазеров на атомных переходах. (Отметим, кстати, что для возбуждения непрерывного  $CO_2$ -лазера используется разряд, контролируемый прилипанием [44].)

В этом случае наиболее предпочтительной схемой осуществления непрерывного столкновительного лазера была бы, на наш взгляд, такая, когда в процессе ион-ионной рекомбинации селективно заселяется один из уровней атома, в частности верхний лазерный уровень или уровень, энергия с которого передается при столкновениях с тяжелыми частицами на расположенный ниже верхний лазерный уровень. Возможная схема уровней для реализации такого механизма приведена на рис.9.

Константа скорости ион-ионной рекомбинации обычно велика ( $\alpha_{ii} \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ ). При этом можно селективно «направить» рекомбинацию преимущественно на накачку одного или небольшого числа уровней. В этой схеме

накачка уровня также осуществляется в процессе столкновений тяжелых частиц (положительных и отрицательных ионов), когда в типичном случае выделяется энергия  $\Delta E \gg kT_g$ , затрачиваемая на заселение уровня и частично переходящая в кинетическую энергию атомов, возникающих при рекомбинации. При этом энергия, затраченная в разряде на ионизацию, не расходуется при рекомбинации на стенках, как в обычном тлеющем разряде, а направляется с помощью объемной рекомбинации на накачку желаемого уровня. Это дает надежду на более эффективное использование энергии, вводимой в разряд.

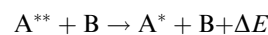
Поскольку в разрядах с объемной рекомбинацией можно ожидать достаточно высокую температуру  $T_e$  ( $T_e \gg T_g$ ), то известные схемы столкновительных лазеров, в частности рассмотренные выше, вполне могут реализовываться в сочетании с накачкой в процессе ион-ионной рекомбинации. Возможны различные варианты, в том числе вариант с передачей энергии от донорного атома к акцептору. Более подробно возможные варианты столкновительных лазеров с использованием ион-ионной рекомбинации предполагается рассмотреть отдельно в другой работе.

## 6. Столкновительное перемешивание уровней, разрушение нижних лазерных уровней

Вопрос о достижимой скорости передачи энергии при столкновениях с тяжелыми частицами и, в частности, о скорости опустошения нижних лазерных уровней такими столкновениями, – один из фундаментальных для физики столкновительных лазеров.

Передача энергии при столкновениях тяжелых частиц была предметом многочисленных исследований (см., напр., обзоры работ по этой тематике в [20, 45–49] и приведенные там ссылки). Сколько-нибудь полное изложение полученных в этом направлении результатов заняло бы слишком много места. Здесь мы ограничимся только кратким описанием наиболее общих результатов, отсылая читателя к указанным выше обзорам.

В большинстве случаев для процесса, описываемого выражением



(где  $A^{**}$  – возбужденный атом;  $A^*$  – тот же атом в другом возбужденном состоянии;  $B$  – другой атом, который в общем случае тоже может быть в возбужденном состоянии;  $\Delta E$  – энергия, выделяющаяся или поглощающаяся в этом процессе и расходуемая на увеличение или уменьшение кинетической энергии атомов), эффективное сечение довольно резко уменьшается при увеличении  $\Delta E$ . Однако это правило выполняется не всегда. В некоторых случаях сечение процесса с ростом  $\Delta E$  может увеличиваться [47, 48]. Существенную роль при этом играет взаимное расположение потенциальных кривых, описывающих взаимодействие сталкивающихся частиц и продуктов процесса. Если имеет место квазипересечение потенциальных кривых или в какой-то точке разность их энергий невелика, сечение процесса может быть большим.

В случае, когда атом  $A^{**}$  сталкивается с молекулой, в игру вступают внутренние степени свободы молекулы. При этом процесс может быть резонансным и иметь

большое сечение, поскольку часть выделяющейся энергии расходуется на возбуждение колебаний и вращений. Сравнительно большие сечения свойственны также столкновениям, приводящим к химическим реакциям.

### 6.1. Столкнительная релаксация метастабильных уровней

Поскольку для реализации столкнительного лазера в подавляющем большинстве случаев предполагалось использовать R–M-переходы, особый интерес представляют данные о столкнительной релаксации метастабильных уровней. Этому вопросу в литературе также уделялось значительное внимание.

Например, в обзоре [46] обсуждаются возможные механизмы релаксации и приводится большой объем данных по релаксации метастабильных уровней атомов С, Si, Ge, N, P, As, O, S, Se, Te, F, Cl, Br и I.

Поскольку эти атомы не рассматривались в качестве кандидатов для реализации столкнительного лазера,

Табл.2. Константы скорости релаксации уровня меди  $3d^9 4s^2(^2D_{5/2})$  при столкновениях с атомами и молекулами [50].

Процесс	Константа скорости ( $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ )	
	CuI	CuCl
Cu( $^2D_{5/2}$ ) + He	менее $(5.1 \pm 1.5) \times 10^{-16}$	–
+ Ar	менее $1.2 \times 10^{-16}$	–
+ Xe	менее $(4.7 \pm 1.1) \times 10^{-16}$	–
+ N <sub>2</sub>	менее $(4.9 \pm 1.1) \times 10^{-16}$	–
+ CO	менее $(5.8 \pm 1.8) \times 10^{-16}$	–
+ CO <sub>2</sub>	менее $(1.1 \pm 1.3) \times 10^{-16}$	–
+ SF <sub>6</sub>	$(6.4 \pm 1.1) \times 10^{-15}$	$(13 \pm 2) \times 10^{-15}$
+ O <sub>2</sub>	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^{-12}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-12}$

Примечание. Метастабильные атомы меди получались с помощью импульсного фотолиза CuCl и CuI при  $T \sim 600$  К, что примерно соответствует условиям работы лазеров на галогенидах меди.

Табл.3. Сечения (в  $\text{см}^2$ ) релаксации и перемешивания уровней меди ( $T_g = 1600$  К) [51].

Газ	$^2D_{5/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	$^2D_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$
He	$\leq 5.3 \times 10^{-22}$	$4.0 \times 10^{-16}$	$\leq 5.7 \times 10^{-20}$
Ne	$\leq 7.3 \times 10^{-22}$	$3.8 \times 10^{-17}$	$\leq 2.8 \times 10^{-20}$
Ar	$\leq 1.2 \times 10^{-21}$	$3.4 \times 10^{-16}$	$< 10^{-20}$
H <sub>2</sub>	$6.8 \times 10^{-21}$	$1.7 \times 10^{-15}$	$3.6 \times 10^{-18}$
D <sub>2</sub>	$6.9 \times 10^{-21}$	$1.1 \times 10^{-15}$	$2.3 \times 10^{-18}$
N <sub>2</sub>	$8.3 \times 10^{-21}$	$2.4 \times 10^{-15}$	$2.0 \times 10^{-18}$
CO	–	–	$1.7 \times 10^{-17}$
Cu	$4.8 \times 10^{-17}$	$8.7 \times 10^{-15}$	$1.7 \times 10^{-15}$

Табл.4. Давление (в торрах), требуемое для установления равновесных населенностей и для релаксации уровней меди по указанным каналам в течение указанного времени [51].

Газ	$^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ (50 нс)	$^2D_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$ (50 нс)	$^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ (100 нс)	$^2D_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$ (100 нс)	$^2D_{5/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ (50 мкс)
He	40	$2.8 \times 10^5$	20	$1.4 \times 10^5$	$\sim 2 \times 10^4$
Ne	640	$8.6 \times 10^5$	320	$4.5 \times 10^5$	$3 \times 10^4$
Ar	95	–	47	–	$\sim 2 \times 10^4$
H <sub>2</sub>	5	$2.4 \times 10^3$	3	$1.2 \times 10^3$	$1 \times 10^3$
D <sub>2</sub>	15	$6.9 \times 10^3$	8	$3.4 \times 10^3$	$2 \times 10^3$
N <sub>2</sub>	11	$1.3 \times 10^4$	5	$6.6 \times 10^3$	$\sim 3 \times 10^3$
Cu	4	22	2	10	0.7

мы не будем приводить здесь данных из этого обзора. Укажем только, что для метастабильных уровней этих атомов релаксация при столкновениях с атомами инертных газов малоэффективна. Как правило, скорости релаксации растут с переходом от легких атомов инертных газов к более тяжелым, и для Хе они могут быть значительными. В основном, относительно большие скорости релаксации наблюдаются при столкновениях с молекулами.

Далее мы приведем данные о релаксации метастабильных уровней некоторых атомов металлов, в основном тех, на R–M-переходах которых наблюдалась импульсная генерация.

*Релаксация метастабильных уровней меди.* Наибольший интерес для перевода в режим столкнительного лазера представлял бы, видимо, лазер на R–M-переходах меди, т. к. этот лазер демонстрирует наибольшую эффективность и мощность генерации.

Константы скорости релаксации метастабильного уровня атома меди  $3d^9 4s^2(^2D_{5/2})$  измерялись в работе [50] при столкновениях с He, Ar, Xe, N<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub> и O<sub>2</sub>. Результаты представлены в табл.2.

В работе [51] измерялись сечения релаксации и перемешивания лазерных уровней Cu ( $^2P_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ ,  $^2D_{3/2}$ ) при столкновениях с He, Ne, Ar, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO и Cu. Возбужденные атомы создавались при оптическом возбуждении на резонансных переходах с помощью удвоенного по частоте излучения лазера на красителе. Результаты измерений представлены в табл.3.

Для удобства анализа этих результатов напомним положение рассматриваемых уровней в шкале энергии:

Уровень	$E$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$\Delta E$ ( $\text{см}^{-1}$ )
$^2D_{5/2}$	11203	$\Delta E(^2D_{3/2} - ^2D_{5/2}) = 2042$
$^2D_{3/2}$	13245	
$^2P_{1/2}$	30535	$\Delta E(^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}) = 248$
$^2P_{3/2}$	30783	

В работе [51] обсуждались также возможные механизмы перемешивания и релаксации и были даны оценки давления различных газов, необходимого для достижения равновесной населенности перемешиваемых уровней и релаксации в течение указанного времени. Результаты этих оценок представлены в табл.4.

На основании этих результатов в [51] делается вывод, что изучавшиеся газы не могут эффективно опустошать метастабильные (нижние лазерные) уровни меди. Отмечено, что при высокой концентрации атомов меди (давление более 0.7 Тор) опустошение метастабильных уровней столкновениями с атомами меди может обеспечить частоту следования импульсов 20 кГц. Однако лазеры на парах меди обычно работают при значительно меньшей ее концентрации, а релаксация нижних уровней опреде-

ляется более эффективными столкновениями с остывающими электронами.

В работе [51] также отмечено, что перемешивание верхних лазерных  $^2P_{3/2}$ -,  $^2P_{1/2}$ -уровней – довольно быстрый процесс. Но чтобы этот процесс заметно влиял на соотношение интенсивностей зеленой и желтой лазерных линий, требуются значительно большие давления буферных газов и меди, чем обычно используемые в лазере.

Релаксация метастабильных уровней меди изучалась и в [19, 20]. Измерения проводились методом резонансной флуоресценции в послесвечении импульсного разряда. Сечения релаксации уровня  $Cu(^2D_{5/2})$  при столкновениях с He не превысило  $10^{-20}$  см<sup>2</sup>, а при столкновениях с атомами меди в основном состоянии –  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>.

*Релаксация метастабильных уровней свинца.* Столкновительная релаксация метастабильных уровней атома свинца изучалась в [52–55]. Не вдаваясь, ради краткости, в детали этих работ, приведем только их результаты в табл.5, в которой даны константы скоростей релаксации. Метастабильные атомы получались с помощью импульсного фотолиза тетраэтилсвинца [52, 53] и тетраметилсвинца [54, 55].

В работе [55] изучалась температурная зависимость констант скоростей релаксации уровней  $^3P_1$  и  $^3P_2$  в диапазоне температур 300–600 К. В основном они росли с увеличением температуры, но незначительно.

Как видно из приведенных таблиц, константы скорости релаксации метастабилей свинца, как и меди, при столкновениях с инертными газами весьма малы (порядка  $10^{-15}$  –  $10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с). Заметно больше константы скорости в случае столкновений с молекулярными газами. Особенно велики они для молекулы O<sub>2</sub> – порядка  $10^{-10}$ – $10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с. Более высокие скорости релаксации при столкновении с молекулярными газами в основном объясняются процессами E–V-обмена, а в некоторых случаях – химическими реакциями.

В работах [19, 20] приведены результаты измерений сечений и констант скорости релаксации для уровней свинца  $^1D_2$  и  $^1S_0$ . Сечения релаксации при столкновениях с He не превысили для обоих уровней  $2 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup>. Поскольку температура газа не определялась, константу

Табл.6. Сечения столкновительной релаксации уровня Tl ( $6p\ ^2P_{3/2}$ ) [56].

Газ	$\sigma$ ( $10^{-16}$ см <sup>2</sup> )
He	$< 2 \times 10^{-3}$
Ne	$< 2 \times 10^{-3}$
Ar	$< 2 \times 10^{-3}$
TlI	4.4
TlBr	15
TlCl	39
N <sub>2</sub>	$< 2 \times 10^{-3}$
CO <sub>2</sub>	$< 2 \times 10^{-3}$
H <sub>2</sub>	0.037
CO	0.010
NO	5.2
O <sub>2</sub>	28
CH <sub>4</sub>	0.026

скорости оценим грубо, считая скорости сталкивающихся частиц равными  $10^4$  см/с; это дает оценку менее  $2 \times 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с. В случае столкновений с собственным атомом константы скоростей приведены для уровней  $^1D_2$  и  $^1S_0$ ; они оказались равными  $4.5 \times 10^{-11}$  и  $9 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с соответственно, а отвечающие им сечения составили  $1.4 \times 10^{-15}$  и  $3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

*Релаксация метастабильного уровня таллия.* Столкновительная релаксация метастабильного уровня Tl ( $6p\ ^2P_{3/2}$  ( $E = 7793$  см<sup>-1</sup> = 0.97 эВ) изучалась в работе [56]. Метастабильные атомы таллия были получены путем импульсной фотодиссоциации галогенидов таллия при температуре 285–400 °С. Результаты представлены в табл.6. Как видно из таблицы, и в этом случае сечения релаксации при столкновениях с инертными газами, а также с N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub>, малы. В случае столкновений с некоторыми другими молекулярными газами, в частности с O<sub>2</sub>, NO и галогенидами таллия, релаксация происходит намного быстрее.

Константы скоростей и сечения различных процессов дезактивации метастабильных уровней атомов и ионов,

Табл.5. Константы скорости релаксации уровней свинца (в см<sup>3</sup>/с) при столкновениях с атомами и молекулами [54]; T<sub>г</sub> ~ 300 К.

Газ	$^3P_1$	$^3P_2$	$^1D_2$	$^1S_0$
TML	$4.0 \times 10^{-11}$	$3.1 \times 10^{-10}$		
TEL	$(1.4 \times 10^{-11})^*$	$(5.8 \times 10^{-11})$	$(5.6 \times 10^{-11})$	$(3.7 \times 10^{-11})$
He	$(1.1 \times 10^{-16})$	$(< 1.3 \times 10^{-17})$	$(< 2 \times 10^{-16})$	
Ar	$< 2.3 \times 10^{-16}$	$< 2.0 \times 10^{-15}$		
	$(1 \times 10^{-16})$	$(2.0 \times 10^{-15})$		
Xe	$< 6 \times 10^{-16}$	$2.3 \times 10^{-15}$	$(< 1 \times 10^{-15})$	$(< 2 \times 10^{-15})$
H <sub>2</sub>	$< 5.7 \times 10^{-15}$	$1.5 \times 10^{-12}$	$(< 1 \times 10^{-14})$	$(< 1 \times 10^{-15})$
	$(2.9 \times 10^{-15})$	$(1 \times 10^{-12})$		
D <sub>2</sub>	$< 5.5 \times 10^{-15}$	$8.7 \times 10^{-12}$		
	$(< 6 \times 10^{-16})$	$(< 1 \times 10^{-12})$		
O <sub>2</sub>	$4.5 \times 10^{-11}$	$4.6 \times 10^{-11}$		
	$(7 \times 10^{-12})$	$(4 \times 10^{-11})$	$(1.1 \times 10^{-10})$	$(1.2 \times 10^{-10})$
N <sub>2</sub>	$1.7 \times 10^{-15}$	$4.1 \times 10^{-13}$		
	$(2.0 \times 10^{-15})$	$(8 \times 10^{-15})$	$(< 1 \times 10^{-15})$	$(1.6 \times 10^{-15})$

\*В скобках представлены данные из работ [52, 53]; TML – тетраметилсвинец, TEL – тетраэтилсвинец.

на R – M-переходах которых наблюдалась или предполагалась генерация, измерялись в работах [19, 31]. В них приведены константы скорости и соответствующие сечения девозбуждения метастабильных уровней Ba( $^1D_2$ ), Cu( $^2D_{5/2}$ ), Eu( $a^8D^o$ ,  $b^8D^o$ ), Mn( $a^6D$ ), Pb( $^1S_0$ ,  $^1D_2$ ), Sn( $^1S_0$ ), Ba $^+$ ( $^2D_{5/2}$ ), Ca $^+$ ( $^2D$ ), Eu $^+$ ( $a^9D^o$ ), Sr $^+$ ( $^2D$ ) при столкновениях с электронами ( $k_e$ ), с атомами металлов в основном состоянии ( $k_{Me}$ ), с атомами буферных газов ( $k_{He}$ ,  $k_{Ne}$ ), а также в реакции резонансной перезарядки ( $k_+$ ).

Эти измерения выполнялись в послесвечении разряда постоянного тока, периодически выключаемого с помощью тиратрона, или слаботоочного импульсного разряда длительностью 0.05 – 0.3 мкс, главным образом методом резонансной флуоресценции, возникающей при переборске атомов излучением соответствующего лазера с метастабильного уровня на резонансный уровень. Измерялась интенсивность излучения с резонансного уровня в зависимости от времени задержки относительно импульса возбуждения. Для разделения многочисленных каналов девозбуждения подбирались условия, при которых предполагалось, что один из каналов релаксации преобладает над всеми другими. При этом изменялся один параметр системы, например концентрация атомов металла или буферного газа, а остальные параметры предполагались неизменными. Это предположение не представляется достаточно обоснованным, поскольку различные характеристики плазмы, как правило, взаимосвязаны, и трудно, изменяя один параметр, гарантировать неизменность других. Кроме того, в процессе измерений не контролировался ни спектральный состав излучения возбуждающего лазера, ни спектр поглощения на линии, на которой осуществлялось возбуждение. В [19, 31] не указано также, каким образом контролировалось отсутствие самопоглощения излучения на переходе с резонансного уровня. Известно, что отсутствие контроля за спектрами излучения и поглощения, а также за самопоглощением на наблюдаемом переходе может приводить к большим ошибкам в таких измерениях. По этим причинам их результаты не представляются надежными.

Подробно результаты измерений см. в таблице из работы [19]. Здесь мы только отметим, что по порядку величины константы  $k_e$  составляют  $10^{-7} - 10^{-8}$  см $^3$ /с,  $k_{Me} \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  см $^3$ /с (для европия  $\sim 10^{-9}$  см $^3$ /с),  $k_{He} \sim 10^{-12}$  см $^3$ /с,  $k_{Ne}$  – несколько меньше, чем для He, а  $k_+ \sim 10^{-10}$  см $^3$ /с.

В большинстве случаев возможность сравнить эти результаты с результатами других независимых измерений отсутствует. Исключением является вероятность  $A$  лазерного перехода Ba ( $^1P_1^o - ^1D_2$ ). В работе [31]  $A = (0.9 \pm 0.1) \times 10^4$  с $^{-1}$ , в то время как по последним данным [57, 58]  $A = 2.5 \times 10^5$  с $^{-1}$ , т. е. примерно в 28 раз больше, чем в [31]. Это заставляет сомневаться в надежности метода измерений и результатов работ [19, 31].

Данные о девозбуждении атомных уровней столкновениями с тяжелыми частицами, приведенные в упомянутых выше обзорах и работах, свидетельствуют о том, что девозбуждение атомных уровней столкновениями с атомами легких инертных газов He и Ne, которые в подавляющем большинстве случаев используются в качестве буферных, неэффективно, в особенности при больших  $\Delta E$ . Значительно более эффективным является опустошение атомных уровней при столкновениях с молекулами и с атомами тяжелых инертных газов, особенно с Xe. Однако использование этих газов в качестве буфер-

ных или тушащих добавок при их значительной плотности может существенно уменьшить достижимую в стационарном разряде  $T_e$  из-за больших потерь на возбуждение и ионизацию, в частности на возбуждение колебательных уровней молекул, в сравнении с соответствующими потерями при использовании He и Ne. Опыт работы с импульсными R – M-лазерами, такими как лазеры на парах меди, свинца, марганца и др., показал, что добавление даже небольших количеств Xe существенно ухудшает характеристики генерации или вообще приводит к ее срыву.

Значительная скорость дезактивации метастабильных уровней может быть достигнута с помощью «химической очистки», что было продемонстрировано на примере лазера на переходе  $^1P_1^o - ^1D_2$  атома кальция в средней ИК области спектра ( $\lambda = 5.547$  мкм, см. п.3.1). Надо, однако, отметить, что при химической очистке рабочие атомы удаляются из активной среды, что приводит к прекращению генерации в течение сравнительно короткого времени. Так что в этом случае нужно будет найти способ восстановления рабочих атомов в активной среде после химической реакции, приводящей к опустошению нижнего лазерного уровня.

Особого рассмотрения требует вопрос о возможности быстрого возбуждения метастабильных уровней в случае столкновений с гелием при  $\Delta E \gg kT_g$ . Утверждение, что такая возможность есть, основано на существовании быстрой релаксации населенности нижнего лазерного уровня в гелий-европиевом лазере на переходах иона Eu $^+$  (см. п.3.2), что объяснялось его девозбуждением в столкновениях с гелием. Было предложено и другое объяснение быстрой релаксации, предполагающее рекомбинационный механизм релаксации через автоионизационные уровни атома в квазирезонансных процессах при небольших  $\Delta E$ . На наш взгляд, он обоснован значительно лучше, чем механизм прямой дезактивации столкновениями с He при  $\Delta E \gg kT_g$ . По крайней мере, нам не известны публикации, в которых бы приводились доводы о несостоятельности рекомбинационного механизма. Тем не менее, в недавней работе [59] без обсуждения рекомбинационного механизма снова утверждается, что быстрая релаксация населенности нижнего лазерного уровня в упомянутом лазере на переходах иона Eu $^+$  происходит в процессе прямых столкновений с атомами He при  $\Delta E > 9kT_g$ . Утверждается также, что такой механизм релаксации осуществляется и для метастабильных уровней атома Eu и иона Ca $^+$ . Таким образом, единая точка зрения по поводу быстрой релаксации при  $\Delta E \gg kT_g$  отсутствует. Видимо, этот вопрос должен быть предметом дискуссии и дальнейших исследований.

## 7. Заключение

Резюмируя изложенное, приходится констатировать, что задача создания эффективного непрерывного столкновительного лазера, генерирующего на атомных переходах и соответствующего концепции У.Беннетта и Г.Гулда [1, 2], оказалась значительно сложнее, чем это предполагалось в начале исследований в этой области. Во многих работах делались весьма оптимистические прогнозы создания столкновительных лазеров и не менее оптимистические оценки характеристик таких лазеров. Однако реальные успехи, достигнутые за 40 лет развития работ в этом направлении, выглядят очень скромно. Дей-

ствительно, непрерывную генерацию небольшой мощности удалось осуществить только на R–M-переходах  $^1P_1^o - ^1D_2$  атомов кальция и стронция с длинами волн 5.547 и 6.457 мкм в ближней ИК области спектра. Для лазера на переходе Ca непрерывная генерация осуществлена за счет химической очистки нижнего лазерного уровня.

Квазинепрерывную генерацию определенно удалось получить на переходах иона  $\text{Eu}^+$  с длиной волны  $\sim 1$  мкм. В нескольких работах сообщалось о получении квазинепрерывной генерации и на ряде других переходов в атомах и атомарных ионах. Однако эти сообщения не содержали достаточно подробной информации об условиях эксперимента и характеристиках генерации и в дальнейшем не получили надежного подтверждения и обоснования. Таким образом, приходится констатировать, что основная цель, поставленная при формулировании концепции столкновительных лазеров, – создание эффективных и мощных непрерывных лазеров на атомных переходах, так и не была достигнута.

В большинстве случаев столкновительную генерацию пытались осуществить на переходах с резонансных на метастабильные уровни (R–M-переходы) атомов и атомарных ионов металлов. При этом релаксацию нижнего лазерного уровня предполагалось осуществить за счет столкновений, прежде всего с гелием и атомами рабочего металла в основном состоянии, при большой энергии, выделяющейся в процессе столкновения ( $\Delta E \gg kT_g$ ). Приведенные в обзоре данные о процессах релаксации уровней при столкновениях с тяжелыми частицами показывают, что скорость релаксации в случае столкновений с легкими инертными газами при больших  $\Delta E$  очень мала. Скорость релаксации при столкновениях с атомами в основном состоянии обычно значительно больше, но при тех концентрациях атомов металла, при которых обычно рассчитывают получить генерацию в разряде, она вряд ли может быть достаточной для обеспечения необходимой релаксации нижнего лазерного уровня.

Относительно высокие скорости релаксации наблюдались при столкновениях со многими молекулами. При этом выделяющаяся в процессе столкновения энергия может тратиться на возбуждение колебательных и вращательных уровней. Какие молекулы и при каких концентрациях можно использовать в конкретной системе для девозбуждения нижних лазерных уровней, не слишком ухудшая накачку верхнего лазерного уровня, остается неясным.

Высокие скорости релаксации достигаются в благоприятных условиях при химической очистке. Как упоминалось, химическая очистка нижнего лазерного уровня в лазере на переходе кальция позволила осуществить непрерывную генерацию, длительность которой оказалась ограниченной уходом атомов кальция из разряда в результате химической реакции.

Отдельно следует рассмотреть релаксацию метастабильных уровней ионов. Пример He–Eu<sup>+</sup>-лазера показывает, что скорость релаксации метастабильного (нижнего лазерного уровня)  $\text{Eu}^+$  растет с давлением гелия и при больших давлениях весьма велика (время жизни уровня  $\sim 5$  нс при давлении  $\sim 1$  атм.). Это послужило основанием для утверждения, что быстрая релаксация при столкновениях с He возможна при  $\Delta E \approx 9kT_g$ . Однако это утверждение нельзя признать надежно обоснованным, поскольку предложен другой механизм релаксации,

предполагающий, что релаксация при столкновениях с He происходит путем рекомбинации ионов в метастабильном состоянии через автоионизационные состояния атома. Этот механизм применим только для релаксации уровней ионов и может быть близок к резонансному, т. е. протекать при малом  $\Delta E$ .

Скромные успехи в осуществлении столкновительных лазеров заставили поставить вопрос о том, какие препятствия стоят на пути реализации концепции столкновительного лазера.

На наш взгляд, основные препятствия состоят в следующем:

1. Низкие скорости релаксации нижних лазерных уровней атомов в столкновениях с атомами буферных газов и собственными атомами в основном состоянии.

2. В отличие от первоначальных предположений, сечения возбуждения метастабильных уровней атомов электронами не малы. В результате преимущественное заселение резонансных уровней атомов по сравнению с метастабильными начинается только с превышением  $T_e$  некоторого значения, составляющего  $\sim 1$  эВ, оптимальные же  $T_e$  еще выше. Это обстоятельство ставит вопрос о том, в каком разряде и при каких условиях можно обеспечить желаемую величину  $T_e$ .

3. Проведенный анализ показал, что положительный столб тлеющего разряда, уход ионов в котором определяется диффузией, вряд ли подходит для осуществления эффективного столкновительного лазера, поскольку при наличии паров металла необходимая  $T_e$  возможна только при низких давлениях газа и в узких разрядных трубках. Одна из причин скромных успехов на пути реализации столкновительного лазера состоит, на наш взгляд, в том, что выбору типа разряда уделялось мало внимания.

4. До настоящего времени отсутствуют надежные данные о многих процессах, определяющих работу столкновительного лазера на атомных переходах.

Возникает вопрос: что еще можно сделать для создания эффективного столкновительного лазера на переходах атомов и атомарных ионов? Прежде всего надо отметить, что в предпринятых попытках реализации столкновительного лазера осуществлены не все рекомендации Г.Гулда. Релаксация нижнего лазерного уровня почти во всех случаях происходила не по лесенке близкорасположенных уровней, а по одному переходу при больших величинах  $\Delta E$ . Возбуждение верхнего лазерного уровня осуществлялось прямым электронным ударом, а не от донорного уровня, расположенного выше. Попытки осуществления непрерывного режима генерации делались с использованием разряда типа тлеющего, температура электронов не измерялась.

Видимо, следует искать такие системы, в которых столкновительная релаксация происходила бы не на одном переходе с большим значением  $\Delta E$ , а по лесенке близких уровней, желательнее как при накачке верхнего, так и при девозбуждении нижнего лазерного уровня. Следует также использовать разряды, контролируемые объемной рекомбинацией в процессе прилипания электронов с последующей ион-ионной рекомбинацией. Очень желательно существенно расширить объем данных о характеристиках процессов, определяющих работу столкновительных лазеров. Следует, однако, иметь в виду, что создание эффективного и мощного лазера на атомных переходах вряд ли будет простой задачей.

Автор благодарен РФФИ за поддержку работы (грант

№ 06-02-16749-а). Автор также признателен В.М.Климин и К.И.Земскову за полезные дискуссии.

## 8. Литература

1. Беннетт В. В сб. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1968, с. 27).
2. Гулд Г. В сб. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1968, с. 137).
3. Климин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **20** (4), 251 (1974).
4. Климин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е. В сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов* (Томск: изд-во ИОА СО РАН, 1978, с. 6).
5. Климин В.М., Колбычева П.Д. *Квантовая электроника*, **4** (8), 1818 (1977).
6. Климин В.М., Колбычева П.Д. В сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов* (Томск, изд-во ИОА СО РАН, 1978, с. 13).
7. Klimkin V.M., Prokopyev V.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 155 (1998).
8. Климин В.М. *Докт. дисс.* (Томск, ИОА СО РАН, 2004).
9. Cahuzac Ph. *J. Physique*, **32** (7), 499 (1971).
10. Бохан П.А., Климин В.М., Прокопьев В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **18** (2), 80 (1973).
11. Бохан П.А., Климин В.М., Прокопьев В.Е. *Квантовая электроника*, **1** (6), 1365 (1974).
12. Бохан П.А., Климин В.М., Прокопьев В.Е. *Квантовая электроника*, **1** (6), 1370 (1974).
13. Bokhan P.A., Burlakov V.D., Klimkin V.M., Prokopyev V.E. *Opt. Commun.*, **18** (1), 474 (1976).
14. Климин В.М., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г. В сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов* (Томск: изд-во ИОА СО РАН, 1978, с. 27).
15. Климин В.М., Мальцев А.Н., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г. В сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов* (Томск: изд-во ИОА СО РАН, 1978, с. 35).
16. Bokhan P.A., Klimkin V.M., Maltsev A.N., Prokopyev V.E., Sokovikov V.C. *J. Physique*, **40** (7), C7 115 (1979).
17. Бохан П.А., Федин И.В. *Оптика спектроскопия*, **52** (4), 626 (1982).
18. Бохан П.А. *Письма в ЖТФ*, **10** (4), 210 (1984).
19. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13** (9), 1837 (1986).
20. Бохан П.А. *Докт. дисс.* (Ин-т теплофизики СО РАН, Новосибирск, 1988).
21. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Письма в ЖТФ*, **23**, 89 (1991).
22. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Opt. Quantum Electron.*, **23** (4), S513 (1991).
23. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2110**, 220 (1993).
24. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2619**, 113 (1995).
25. Klimkin V.M., Prokopyev V.E., Sokovikov V.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2619**, 104 (1995).
26. Бохан П.А., Кияшкина Г.С. *Оптика и спектроскопия*, **36** (6), 453 (1974).
27. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **14** (4), 705 (1987).
28. Герасимов В.А., Павлинский А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **16** (4), 383 (2003).
29. Герасимов В.А., Павлинский А.В. *Препринт ИОА СО РАН № 1* (Томск, 2003).
30. Павлинский А.В. *Канд. дисс.* (Томск, ИОА СО РАН, 2003).
31. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13** (8), 1595 (1986).
32. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., Оспанов К.М. *Квантовая электроника*, **18** (2), 189 (1991).
33. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *ТВТ*, **9** (6), 1304 (1981).
34. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *Квантовая электроника*, **9** (10), 2075 (1982).
35. Batenin V.M., Kalinin S.V., Klimovsky I.I. *Opt. Commun.*, **43** (5), 347 (1982).
36. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *ДАН СССР*, **283**, 101 (1983).
37. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И. *Квантовая электроника*, **13**, 2228 (1986).
38. Калинин С.В. *Автореферат канд. дисс.* (М.: ИВТАН СССР, 1985).
39. Залесский В.Ю. *ЖЭТФ*, **67** (1), 30 (1974).
40. Петраш Г.Г. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **42** (12), 2507 (1978).
41. Залесский В.Ю. *Квантовая электроника*, **7** (1), 97 (1980).
42. Carman R.J., in *Pulsed Metal Vapour Lasers*. С.Е.Little, N.V.Sabotinov (Eds) (Dordrecht – Boston – London: Kluwer Acad. Publ., 1996, p. 203).
43. Carman R.J. *J. Appl. Phys.*, **82**, 71 (1997).
44. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука 1987).
45. Krause L. *Appl. Opt.*, **5** (9), 1375 (1966).
46. Donovan R.J., Husain D. *Chem. Rev.*, **70**, 489 (1970).
47. Крауляня Э.К., Круглевский В.А. В сб. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов* (Рига: изд. Латвийского госуниверситета, 1973, с. 3).
48. Крауляня Э.К., Круглевский В.А. В сб. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов* (Рига: изд. Латвийского госуниверситета, 1977, с. 3).
49. Крауляня Э.К. В сб. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов* (Рига: изд. Латвийского госуниверситета, 1979, с. 3).
50. Treanor D.W. *J. Chem. Phys.*, **64** (10), 4131 (1976).
51. Hao-Lin Chen, Ebert G. *J. Chem. Phys.*, **78** (8), 4985 (1983).
52. Husain D., Littler J.G.F. *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **68**, 2110 (1972).
53. Husain D., Littler J.G.F. *J. Chem. Soc. Faraday Trans. II*, **69**, 842 (1973).
54. Ewing J.J., Trainor D.W., Yatsiv S. *J. Chem. Phys.*, **61** (11), 4433 (1974).
55. Trainor D.W., Ewing J.J. *J. Chem. Phys.*, **64** (1), 222 (1976).
56. Bellisio J.A., Davidovits P. *J. Chem. Phys.*, **53** (9), 3474 (1970).
57. NIST, Atomic Spectra Database Ver. 3.0 (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/>).
58. Klose J.Z., Fuhr J.R., Wiese W.L. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **31** (1), 217 (2002).
59. Бохан П.А. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2005, т. XI-4, с. 316).