1971 г. Декабрь *Том 105, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.89

ИМПУЛЬСНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Г. Г. Петраш

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 645
2. Предельные характеристики импульсных газоразрядных лазеров 646
3. Импульсные лазеры на атомных переходах 649
4. Импульсные лазеры на переходах в ионах 658
5. Импульсные лазеры на электронных переходах молекул 660
6. Сравнение лазеров на переходах в атомах и молекулах 666
7. Перспективы продвижения в неосвоенную коротковолновую область спектра 667
8. Повышение концентрации частиц активной среды 668
9. Пути перехода к непрерывному столкновительному лазеру. Предельная частота повторения импульсов 670
10. Заключение 672
Цитированная литература 674

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсные газоразрядные лазеры составляют один из наиболее важных и многочисленных классов лазеров. В настоящее время получена импульсная генерация на нескольких сотнях линий в чрезвычайно широком диапазоне от вакуумной ультрафиолетовой области спектра (примерно 1600 Å) до субмиллиметровой (0,79 *мм*). Генерация осуществлена на переходах атомов, ионов и молекул. Используется целый ряд механизмов создания инверсии. Достигнуты значительные пиковые мощности (порядка *Мвт*) и очень большие коэффициенты усиления (до 600 *дб/м*). Наметились некоторые области применения.

Важно отметить, что генерацию в импульсном режиме удается получить на значительно большем числе активных сред и переходов и в более широкой области спектра, чем в непрерывном режиме. Это обстоятельство связано с тем, что в импульсном режиме сравнительно легко реализуются условия, недостижимые или трудноосуществимые в непрерывном режиме (большие мощности накачки, нет трудностей с отводом тепла и т. п.). В связи с этим работа с импульсной генерацией часто позволяет лучше исследовать физические процессы в активной среде и легче выявить саму возможность получения инверсии. Не случайно поэтому генерация на многих системах сначала была получена в импульсном режиме (например, ионные лазеры). Кроме того, в импульсном режиме может быть получена инверсия и на таких переходах, на которых стационарная инверсия вообще невозможна.

Известно, что для поддержания стационарной инверсии на каком-то переходе $i \to k$, кроме селективной накачки на верхний рабочий уровень, необходимо, чтобы вероятность рабочего перехода A_{ik} была меньше, чем полная вероятность распада нижнего уровня A_k. Это требование налагает

серьезные ограничения на выбор переходов, пригодных для осуществления стационарной инверсии. Практически во всех непрерывных газовых лазерах, работающих в видимой, ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра, распад нижнего рабочего уровня осуществляется спонтанным излучением. Как показал анализ, проведенный в работах [1, 2], распад нижнего уровня спонтанным излучением позволяет во многих случаях обеспечить необходимую скорость релаксации, но приводит к ограничению мощности и к. п. д. Эти ограничения связаны с тем, что при спонтанном распаде нижнего уровня рабочий переход приходится выбирать между сравнительно высоко расположенными уровнями. В качестве возможного пути преодоления этих трудностей предложена схема так называемого «столкновительного» лазера, в которой распад нижнего уровня осуществляется за счет столкновений с тяжелыми частицами [1, 2]. Она пока практически реализована только в средней инфракрасной области спектра и действительно привела к созданию лазеров с высоким к. п. д. и большой мощностью. Лучшим примером такой системы может служить известный лазер на переходах молекулы CO_2 [3-5].

Для импульсных систем, работающих в начале импульса возбуждения, отсутствует необходимость релаксации нижнего уровня. Это существенно расширяет возможности выбора рабочих переходов и позволяет рассчитывать на получение генерации в широкой области спектра и с лучшими характеристиками, в частности с высокими к. п. д. и большой импульсной мощностью.

Разработке и исследованию импульсных газоразрядных лазеров посвящено очень большое число работ. Накоплен большой экспериментальный материал, позволивший в основных чертах выяснить физические процессы образования инверсии для большинства перспективных классов импульсных лазеров. В связи с этим нам кажется своевременной попытка систематизировать полученные данные и выявить основные тенденции и перспективы развития импульсных газоразрядных лазеров. До сих пор ни в отечественной, ни в зарубежной литературе не было обзоров по этой тематике. Имеющийся в оригинальной литературе по импульсным газовым лазерам материал настолько велик, что попытка дать его полный обзор в одной статье кажется нереальной. На наш взгляд, наиболее острая проблема, стоящая сейчас в области газовых лазеров, в особенности работающих в коротковолновой области спектра, это проблема повышения к. п. д. В связи с этим в настоящем обзоре в основном рассматриваются системы, перспективные с точки зрения повышения к. п. д., и делается попытка оценить пути и перспективы создания лазеров с высоким к. п. д. По необходимости описание свойств и физических механизмов рассматриваемых лазеров дается лишь кратко, однако литература по каждой системе приводится с возможной полнотой. В обзор в основном включены работы, появившиеся до середины 1970 г. Наиболее важные результаты тех работ, которые стали известны автору позднее, отражены в таблицах и кратко приводятся в примечании в конце обзора (стр. 673).

2. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

К. п. д. непрерывного лазера можно записать [2] в виде $\eta = f_н \frac{h\nu_р}{E_в}$, где $h\nu_р$ — энергия кванта на рабочем переходе, $E_в$ — энергия верхнего рабочего уровня. Отношение $h\nu_р/E_в$ показывает, какая доля энергии верхнего рабочего уровня полезно используется в генерации. $f_н$ же обозначает ту долю вводимой в активную среду энергии накачки, которая тратится на

возбуждение верхнего рабочего уровня. Поскольку в непрырывных газовых лазерах в большинстве случаев используются сравнительно высоко расположенные уровни ($E_в$ порядка 15—30 *эв*), отношение $h\nu_р/E_в$ редко превышает 0,1. Использование высоких уровней отрицательно сказывается и на величине $f_н$. Основная доля энергии в типичных условиях газоразрядной плазмы тратится на возбуждение самых низких уровней и на ионизацию. На возбуждение же высокого уровня тратится обычно порядка процента энергии. В связи с этим типичная величина к. п. д. для непрерывных газоразрядных лазеров 10^{-3}—10^{-4}. Лишь для лазеров, работающих на низколежащих колебательных уровнях, достигнуты в непрерывном режиме высокие к. п. д.

В атомных системах в большинстве случаев основная доля энергии в разряде идет на возбуждение первого резонансного уровня. Для ртути, например, в стационарном разряде при определенных условиях на возбуждение резонансного уровня тратится около 60% всей энергии, вводимой в разряд [6, 7]. Первый резонансный уровень обладает, как правило, наибольшим эффективным сечением возбуждения электронами. Поэтому в качестве верхнего рабочего уровня очень желательно использовать именно первый резонансный уровень. При этом в атомных системах (атомы и атомарные ионы) нижним рабочим уровнем может быть только метастабильный уровень, расположенный ниже первого резонансного. Использование в качестве нижнего рабочего уровня метастабильного уровня дает дополнительную надежду на эффективное образование импульсной инверсии, так как сечения возбуждения электронами по запрещенным переходам. как правило, значительно меньше, чем по разрешенным. Таким образом, можно ожидать, что в типичном случае на переходах с резонансного на метастабильный уровень в начале возбуждения будет эффективно образовываться импульсная инверсия заселенностей. Выбор переходов для эффективной импульсной генерации рассмотрен в работе [8].

Импульсную генерацию на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях, часто называют «самоограниченной» или «генерацией на самоограниченных переходах», имея в виду, что ее длительность ограничена свойствами самого перехода. Для таких лазеров выражение для к. п. д. нужно несколько изменить. Нужно учесть, что стимулированное излучение продолжается до того момента, когда выравниваются заселенности рабочих уровней. При этом часть заселенности верхнего уровня остается неиспользованной; она зависит от соотношения статистических весов верхнего $g_в$ и нижнего $g_н$ уровней. Учет этого фактора дает

$$\eta = f_н \frac{h\nu_р}{E_в} \frac{g_н}{g_н + g_в} = f_н \eta_{пр}.$$

Величину $\eta_{пр}$ мы будем называть предельным к. п. д. перехода, т. е. к. п. д., достигаемым в том случае, когда вся энергия тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня. Множитель $\frac{g_н}{g_н + g_в}$ всегда порядка единицы, обычно он $2/3 \div 1/3$. Зато множитель $h\nu_р/E_в$ может быть заметно больше, чем в стационарном случае. Для атомов с невысоким нижним уровнем он достигает 0,5—0,7. Если $\eta_{пр}$ можно вычислить всегда, то оценка $f_н$ всегда затруднена, так как этот множитель сильно зависит от условий опыта. Для резонансных уровней $f_н$ может быть порядка 0,5. Перемножив все факторы, получим оценку достижимого к. п. д.: $\eta \approx 25\%$. Получение такого к. п. д. представляет очень большой интерес. Однако его реализация в импульсном режиме требует выполнения дополнительных условий. Необходимо, чтобы длительность импульса возбуждения была порядка длительности существования инверсии. Кроме того, нужно

учесть, что в импульсном режиме значительная энергия тратится на создание самой рабочей плазмы. Грубые оценки показывают, что энергия, затрачиваемая на ионизацию и разогрев электронов в плазме, может быть сравнима с энергией, затрачиваемой на возбуждение рабочего уровня. Учитывая указанные трудности и трудности подбора рабочих атомов с идеальной для создания инверсии схемой уровней, нужно думать, что реальный к. п. д. генерации на переходах с резонансного на метастабильный уровень может быть до 10%.

Известно, что при достаточном превышении порога мощность генерации определяется скоростью накачки на верхний рабочий уровень. При возбуждении электронами с основного состояния скорость накачки $Q = N_0 \langle \sigma v_e \rangle n_e$, где N_0 — заселенность основного состояния, $\langle \sigma v_e \rangle$ — усредненное по скоростям электронов произведение эффективного сечения на скорость электронов, n_e — плотность электронов. Если принять $\sigma \approx 10^{-16}$ *см*^{2}, $v_e = 10^8$ *см/сек*, $n_e \approx 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $N_0 \approx 10^{17}$ *см*$^{-3}$, то скорость возбуждения будет порядка 10^{24} *акт. возб/сек·см*^{3}. Для генерации в видимой области спектра это соответствует плотности мощности порядка 10^5 *вт/см*^{3}. Принятые нами значения параметров соответствуют условиям, вполне достижимым в импульсном разряде. Не исключено, что в дальнейшем удастся увеличить N_0. Сделанная оценка показывает, что с импульсными газовыми лазерами можно рассчитывать на большие пиковые мощности. Так, с объема активной среды 1000 *см*^{3} можно рассчитывать получить пиковую мощность порядка 100 *Мвт*.

В ряде работ [9-17] были выполнены теоретические расчеты импульсной инверсии и насыщенной мощности генерации для систем с самоограниченными переходами. Особое значение для анализа импульсной генерации имеет метод расчета насыщенной мощности, предложенный в работе [9]. Этот метод исходит из предположения о полном насыщении инверсии и равенстве заселенностей рабочих уровней в течение импульса генерации. Он позволяет значительно упростить математическую задачу. Тем не менее, насколько можно судить по хорошему совпадению результатов расчета с более строгим решением [10] и с экспериментом, он дает вполне достаточную для практики точность. Этим методом выполнен расчет насыщенной мощности для ультрафиолетовой генерации на переходах молекулы азота [9, 10, 16], для генерации на инфракрасных переходах той же молекулы [13], для генерации на переходах меди [11] и таллия [15]. Расчеты показывают, что длительность инверсии и генерации при не очень больших плотностях электронов порядка времени жизни верхнего уровня. При плотностях электронов таких, что вероятности переходов при столкновениях с электронами сравниваются с вероятностями спонтанных переходов, длительность генерации сокращается. На опыте длительность генерации практически всегда оказывается значительно меньше времени жизни верхнего уровня и часто составляет 10^{-9}—10^{-8} *сек*. Данные о длительности генерации конкретных систем приводятся ниже.

Изложенное выше показывает, что с импульсными газовыми лазерами можно рассчитывать на получение генерации в широкой области спектра с высоким к. п. д. и большой пиковой мощностью. Реализация этих высоких параметров зависит, очевидно, от того, насколько реально существующие системы могут быть приближены к рассмотренным схемам. В первую очередь встает вопрос о выборе наиболее благоприятных активных сред и переходов. Кроме того, нужно рассмотреть вопрос о практической реализации условий возбуждения, необходимых для достижения высоких параметров. Рассмотрению этих вопросов, а также описанию экспериментально реализованных систем указанного типа посвящены следующие разделы обзора.

3. ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Как было выяснено выше, наиболее эффективную генерацию можно ожидать на переходах с первого резонансного уровня. Тогда нижним рабочим уровнем в атомах может быть только метастабильный. Известно значительное число переходов такого типа в атомах, на которых экспериментально была получена генерация или сверхсветимость. В табл. I дается

Таблица I

Экспериментально обнаруженная генерация на переходах с резонансного на метастабильный уровень в атомах и ионах

λ, Å	Атом	Переход	Литература	$\eta_{пр}$, %	T, °C
3639	Pb I	$6p7s\,^3P_1^0 \to 6p^2\,^3P_1$	19	39	1000
3984	Hg II	$6p\,^2P_{3/2}^0 \to 6s^2\,^2D_{5/2}$	20	25 (и) *)	70
4057	Pb I	$6p7s\,^3P_1^0 \to 6p^2\,^3P_2$	19	44	1000
4062	Pb I	$6p6d\,^3D_1^0 \to 6p^2\,^1D_2$	19	33	1000
5105	Cu I	$4p\,^2P_{3/2}^0 \to 4s^2\,^2D_{5/2}$	8, 11, 21–24	38	1500
5341	Mn I	$y^6P_{7/2}^0 \to a^6D_{9/2}$	8, 25	29	1200
5350	Tl I	$7\,^2S_{1/2} \to 6\,^2P_{3/2}$	15, 26, 30	47	800
5420	Mn I	$y^6P_{5/2}^0 \to a^6D_{7/2}$	8, 25	30	1200
5470	Mn I	$y^6P_{5/2}^0 \to a^6D_{5/2}$	8, 25	25	1200
5517	Mn I	$y^6P_{3/2}^0 \to a^6D_{3/2}$	8, 25	25	1200
5538	Mn I	$y^6P_{3/2}^0 \to a^6D_{1/2}$	8, 25	17	1200
5782	Cu I	$4p\,^2P_{1/2}^0 \to 4s^2\,^2D_{3/2}$	8, 21–24	38	1500
6278	Au I	$6p\,^2P_{1/2}^0 \to 6s^2\,^2D_{3/2}$	24	29	1500
7229	Pb I	$6p7s\,^3P_1^0 \to 6p^2\,^1D_2$	19, 27–29	24	1000
8542	Ca II	$4p\,^2P_{3/2}^0 \to 3d\,^2D_{5/2}$	8	28 (и)	700
8662	Ca II	$4p\,^2P_{1/2}^0 \to 3d\,^2D_{3/2}$	8	31 (и)	700
10330	Sr II	$5p\,^2P_{3/2}^0 \to 4d\,^2D_{5/2}$	31	25 (и)	500
10918	Sr II	$5p\,^2P_{1/2}^0 \to 4d\,^2D_{3/2}$	31	27 (и)	500
12900	Mn I	$z^6P_{7/2}^0 \to a^6D_{9/2}$	8, 25	14	1200
13294	Mn I	$z^6P_{7/2}^0 \to a^6D_{7/2}$	8, 25	15	1200
13319	Mn I	$z^6P_{5/2} \to a^6D_{7/2}$	8, 25	17	1200
13627	Mn I	$z^6P_{5/2} \to a^6D_{5/2}$	8, 25	15	1200
13864	Mn I	$z^6P_{3/2}^0 \to a^6D_{3/2}$	8, 25	14	1200
13997	Mn I	$z^6P_{3/2}^0 \to a^6D_{1/2}$	8, 25	9	1200
20583	He I	$2\,^1P_1 \to 2\,^1S_0$	26	0,7	20
55460	Ca I	$4p\,^1P_1^0 \to 3d\,^1D_2$	31	4,8	600
64560	Sr I	$5p\,^1P_1^0 \to 4d\,^1D_2$	31	4,5	500

*) «И» означает, что $\eta_{пр}$ вычислено для возбуждения из основного состояния иона.

сводка характеристик этих переходов. Переходы, обладающие наибольшим предельным к. п. д., сведены в табл. II. Наряду с характеристиками уровней в ней указаны основные экспериментальные результаты, характеризующие генерацию. К сожалению, для интересующих нас атомов нет данных о сечениях возбуждения резонансных уровней электронами. Поэтому в таблице приводятся значения максимальных эффективных сечений возбуждения верхнего рабочего уровня σ_m, рассчитанные по приближенной формуле, справедливой для разрешенных переходов [18]: $\sigma_m \approx (2f/\varepsilon^2)\,\pi a_0^2$; здесь f — сила осциллятора перехода, ε — энергия перехода в ридбергах, πa_0^2 — атомная единица сечений. Приведенные величины сечений дают возможность приближенно оценить величины скорости накачки на верхний рабочий уровень. Как можно видеть из таблицы,

наибольшим предельным к. п. д. $\eta_{пр} = 47\%$ обладает зеленая линия таллия. Несколько меньшая величина $\eta_{пр}$ для некоторых переходов свинца и меди. Наибольшая пиковая мощность достигнута на зеленой линии меди и составляет 40 *квт* [22, 24]. Для меди же достигнут наибольший практический к. п. д. генерации 1,2% [22, 24]. Для сравнения в той же таблице приводятся экспериментальные результаты для зеленой линии неона.

Таблица II

Атомные и ионные системы с наибольшим предельным к. п. д.

Атом	Переход	λ, Å	σ_m, 10^{-16} см^2	$\tau_в$, *нсек*	$\tau_{раб}$, *нсек*	$\eta_{пр}$	Эксперимент			
							$P_{пик}$, *вт*	$\frac{P_{пик}}{v}$, $\frac{вт}{см^3}$	Δt, *нсек*	T, °C
Tl I	$7^2S_{1/2} \to 6^2P_{3/2}$	5350	4,0	7,6	15	0,47	300	300	1—3	800
Pb I	$6p7s^3P_1^0 \to 6p^2\,^3P_2$	4057	3,7	6	9	0,44			< 10	1000
	$6p7s^3P_1^0 \to 6p^2\,^3P_1$	3639	3,7	6	31	0,39			< 10	1000
	$6p6d^3D_1^0 \to 6p^2\,^1D_2$	4062	3,8	4	9 *)	0,33			< 10	1000
	$6p7s^3P_1^0 \to 6p^2\,^1D_2$	7229	3,7	6	250 *)	0,24	$2\cdot10^3$	250	15	1030
Cu I	$4p^2P_{3/2}^0 \to 4s^2\,^2D_{5/2}$	5105	9,7	7,2	770	0,38	$40\cdot10^3$	25	16	1500
	$4p^2P_{1/2}^0 \to 4s^2\,^2D_{3/2}$	5782	4,5	7,2	370	0,38				
Mn I	$y^6P_{5/2}^0 \to a^6D_{7/2}$	5420	2,1 *)	9 *)	435 *)	0,30	100	1	20	1200
	$y^6P_{7/2}^0 \to a^6D_{9/2}$	5341	2,0 *)	9,6 *)	300 *)	0,29				
Ca II	$4p^2P_{1/2}^0 \to 3d^2D_{3/2}$	8662	1,5	6,7	770	0,31 (и) **)	30		30	700
	$4p^2P_{3/2}^0 \to 3d^2D_{5/2}$	8542	1,5	6,7	830	0,28 (и)				
Ne I	$2p_1 \to 1s_4$	5400		14,4	1430	0,09	$190\cdot10^3$		1,5	20

*) Данные о вероятностях переходов из работы [38].

**) «И» означает, что $\eta_{пр}$ вычислено для возбуждения из основного состояния иона.

Несмотря на то, что $\eta_{пр}$ для этой линии значительно меньше, чем для линий таллия, свинца и меди, пиковая мощность, достигнутая на неоне, значительно выше —190 *квт* [33]. Причины такого несоответствия указаны далее.

Рассмотрим несколько более подробно схемы уровней и свойства генерации для трех систем, обладающих наибольшими предельными к. п. д.

а) Таллий

На рис. 1 приведена схема нижних уровней атома таллия. У таллия имеются два резонансных уровня $7^2S_{1/2}$ и $6^2D_{3/2}$. Силы осцилляторов для переходов с этих уровней 0,13 и 0,30 соответственно [34]. Нам не удалось найти в литературе данных об эффективных сечениях возбуждения уровней таллия электронами. Если воспользоваться упомянутой выше приближенной формулой для сечений в максимуме, то оказывается, что сечения возбуждения для обеих резонансных линий примерно одинаковы. Поэтому следует ожидать, что скорости возбуждения для двух резонансных уровней окажутся сравнимыми. Уровень $6^2D_{3/2}$ связан с метастабильным уровнем $6^2P_{3/2}$ сравнительно слабой линией 3529 Å, $f = 0{,}036$, в то время как линия с уровня $7^2S_{1/2}$ на тот же метастабильный уровень — 5350 Å обладает силой осциллятора 0,14. Таким образом, прежде всего следует ожи-

дать генерации на линии 5350 Å, так как усиление для нее должно быть значительно больше. Метастабильный уровень таллия расположен на 7792 $см^{-1}$ над основным. При рабочей температуре около 800° С его заселенность будет около $6 \cdot 10^{11}$ $см^{-3}$. Верхний рабочий уровень при этой температуре практически не заселен. Заметная заселенность нижнего уровня приводит к тому, что для создания инверсии необходимо превысить минимальную скорость возбуждения верхнего уровня, достаточную для создания на нем заселенности порядка $6 \cdot 10^{11}$ $см^{-3}$ за времена порядка его времени жизни. Время жизни уровня $7^2S_{1/2}$ составляет 7,4 *нсек* [34-36]. Однако в практически интересных случаях излучение в основное состояние пленено, поэтому распад уровня происходит только по рабочему каналу и время жизни около 15 *нсек*. Для эффективного создания инверсии требуется накопить значительную заселенность верхнего рабочего уровня за время порядка его времени жизни или короче. Поэтому для эффективного использования инверсии на переходе таллия нужны импульсы возбуждения с крутыми фронтами. Желательно иметь фронт нарастания импульса порядка 10 *нсек* или меньше и полную длительность импульса того же порядка. Создание системы питания с такими крутыми импульсами накачки при достаточной их мощности представляет довольно сложную задачу. Тем не менее генерация и сверхсветимость на зеленой линии таллия 5350 Å были получены на опыте [26]. Генерация наблюдалась при температуре от 600 до 900° С с оптимумом около 800° С (что соответствует давлению паров таллия примерно 1 *тор* и плотности атомов $9 \cdot 10^{15}$ $см^{-3}$). Разряд возбуждался с помощью импульсного кабельного трансформатора [37]. Коэффициент усиления на этой линии настолько велик, что легко наблюдается сверхсветимость за один проход при длине активной зоны всего 20 *см*. Сверхсветимость наблюдается на четырех компонентах, соответствующих двум изотопам таллия Tl^{205} и Tl^{207}, обладающим моментом ядра 1/2. В работе [26] проведены только очень грубые оценки мощности и длительности импульса сверхсветимости, так как система регистрации имела недостаточное временнóе разрешение. Последние измерения показали, что световой импульс значительно короче, его длительность около 1—3 *нсек*, а пиковая мощность порядка 300 *вт*. Эти результаты получены с трубкой внутренним диаметром 3 *мм* и активной длиной 20 *см*. Для выяснения предельных возможностей генерации на зеленой линии таллия требуется в первую очередь дальнейшее усовершенствование системы питания.

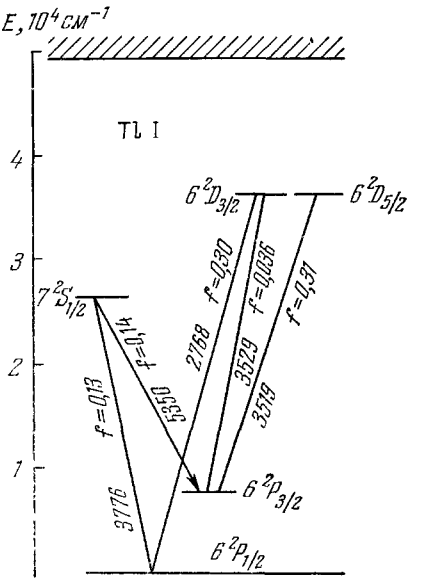

Рис. 1. Схема уровней и переходов в атоме таллия.

б) Медь

Схема уровней атома меди приведена на рис. 2. У меди имеются два близко расположенных резонансных уровня. Оцененные по упомянутой выше формуле эффективные сечения возбуждения резонансных уровней составляют $9{,}7 \cdot 10^{-16}$ $см^2$ для $^2P^0_{3/2}$ и $4.5 \cdot 10^{-16}$ $см^{-2}$ для уровня $^2P^0_{1/2}$. Они

больше, чем для всех других переходов, упомянутых в табл. II. Инверсию можно ожидать на трех переходах на метастабильные уровни $^2D_{3/2,\,5/2}$, однако из-за конкуренции генерация должна наблюдаться на двух линиях, показанных на рисунке стрелками. При рабочей температуре заселенность уровня $^2D_{5/2}$ около $5\cdot10^{11}$ *см*$^{-3}$. При условии пленения резонансного излучения времена жизни верхних уровней 770 и 370 *нсек*, т. е. значительно больше, чем для таллия. В связи с этим требования к системе импульсного питания значительно менее жесткие.

Генерация на указанных переходах меди была получена при температуре около 1500 °С [22, 24] (что соответствует давлению паров меди 0,4 *тор* и плотности атомов $2\cdot10^{15}$ *см*$^{-3}$). При такой температуре трудно найти материал для разрядной трубки. В работах [21, 22, 24] использовалась разрядная трубка из Al_2O_3 [32]. На переходах меди удалось получить значительную пиковую и среднюю мощность генерации при сравнительно высоком к. п. д. В трубке внутренним диаметром 5 *см* и активной длиной 80 *см* на линии 5106 Å достигнута пиковая мощность больше 40 *квт* при длительности импульса 16 *нсек* и к. п. д. больше 1% [22, 24]. При частоте повторения импульсов около 1 *кгц* средняя мощность составила примерно 0,5 *вт*. Особенно следует отметить высокий к. п. д., достигнутый на зеленой линии меди. До сих пор ни один из газовых лазеров в видимой области спектра не имел к. п. д. больше 1%. Автор [24] высказывает мнение, что все упомянутые характеристики лазера на парáх меди могут быть улучшены примерно на порядок, в частности к. п. д. может быть улучшен за счет лучшего соответствия длительности импульса тока и импульса генерации. Предполагается, что можно получить практически к. п. д. 5—10%. Трудности создания удобного для практической работы лазера на парáх меди связаны главным образом с очень высокой рабочей температурой.

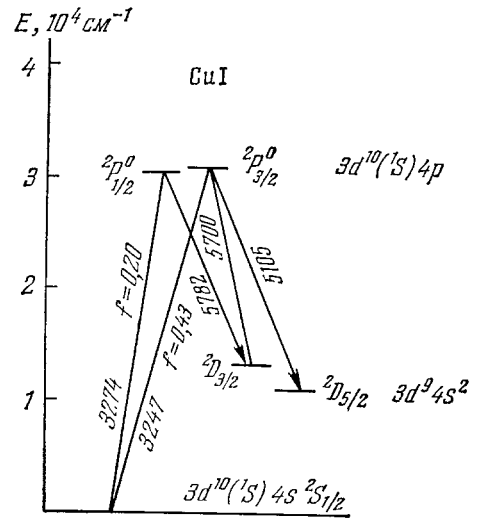

Рис. 2. Схема уровней и переходов в атоме меди.

в) Свинец

Схема уровней атома свинца приведена на рис. 3. Как можно видеть, эффективная накачка может идти на два резонансных уровня. Эффективные сечения возбуждения этих уровней электронами, рассчитанные также по упомянутой формуле, почти одинаковы и составляют $3{,}7\cdot10^{-16}$ *см*^{2}, т. е. примерно вдвое меньше, чем для одного из уровней меди, и близки к сечению для таллия. Особенность свинца состоит в наличии нескольких переходов с резонансных на метастабильные уровни, на которых в принципе возможна генерация.

Нужно отметить, что впервые генерация на переходах с резонансного на метастабильный уровень была получена на линии свинца 7229 Å [27]. На этой же линии было затем измерено рекордное усиление 600 *дб/м* [28]. С трубкой активной длиной 10 *см* и диаметром 10 *мм* на этой линии была

получена пиковая мощность 2 *квт* при длительности импульса 15 *нсек* [28]. Длительное время генерация наблюдалась только на одной упомянутой выше линии. Между тем, если предположить, что метастабильные уровни слабо заселяются прямым возбуждением электронами, то должна была существовать и генерация на других линиях, так как в этом случае усиление на них не меньше, чем на 7229 Å. Можно было предположить, что отсутствие генерации на других линиях было связано не с прямым заселением метастабильных уровней электронами, а с недостаточно крутым фронтом нарастания импульса возбуждения. Времена жизни резонансных уровней свинца порядка 10 *нсек* даже при полном пленении излучения в основное состояние, что связано с наличием нескольких переходов на метастабильные уровни. Поэтому эффективное создание инверсии на большинстве предполагаемых переходов может быть достигнуто только при достаточно быстром возбуждении. Инверсия же на линии 7229 Å может, вообще говоря, возникать и при более медленной накачке, если на первом этапе заселенность других метастабильных уровней за счет спонтанного излучения увеличится настолько, что излучение на них также будет пленено. Действительно, при возбуждении с помощью импульсного кабельного трансформатора удалось наблюдать генерацию и сверхсветимость еще на трех переходах свинца [19], на линиях 4057, 3639 и 4062 Å. При таком возбуждении разряда генерация часто возникала вначале на коротковолновых линиях и лишь при увеличении температуры — на линии 7229 Å. Это еще раз показывает, насколько существенно для этих систем обеспечить достаточно крутой фронт импульса возбуждения.

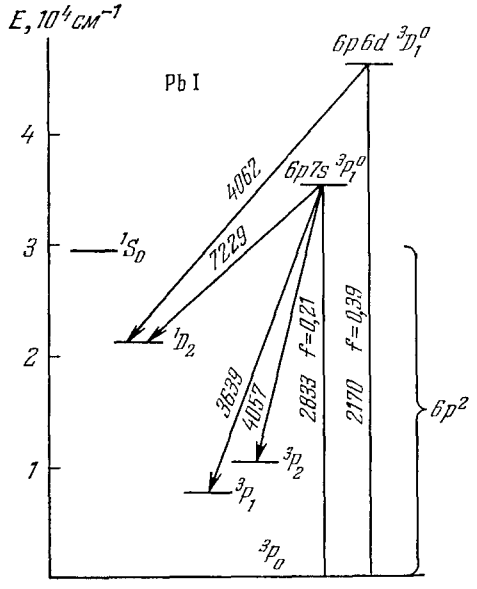

Рис. 3. Схема уровней и переходов в атоме свинца.

Как видно из табл. I, II и из приведенного выше описания свойств генерации на парах таллия, меди и свинца, достигнутые к настоящему времени на опыте результаты еще далеки от сделанных нами оценок. Ясно также, что дальнейшее улучшение характеристик лазеров на переходах с резонансного на метастабильный уровень в атомах встречает значительные трудности. Трудности эти определяются главным образом двумя обстоятельствами. Прежде всего отметим, что во всех экспериментах импульсы возбуждения были, по-видимому, значительно длиннее импульсов генерации. Фронт импульса возбуждения также был, видимо, не настолько крутым, как это было бы желательно. Поэтому практический к. п. д. не мог быть близким к предельному. Достигнутые пиковые мощности также были ограничены применявшимися системами питания.

Вторая существенная трудность связана с тем, что практически для всех атомных систем с высоким предельным к. п. д. требуются высокие рабочие температуры. Это серьезно осложняет эксперимент и ставит трудные проблемы на пути создания приборов, пригодных для промышленного выпуска. В частности, для осуществления генерации на пере-

ходах меди, на которых пока достигнуты наилучшие практические результаты, требуется нагрев до температуры около 1500° С. Не исключено, что оптимальные условия генерации достигаются при еще более высоких температурах. При таких температурах возникают очень большие трудности при конструировании разрядной трубки, подборе материалов и т. д.

Условия эксперимента значительно облегчаются при температуре ниже 1000° С, так как в этом случае можно использовать плавленый кварц. Из лазеров, работающих при температуре ниже 1000° С, наиболее перспективен, по-видимому, лазер на зеленой линии таллия. Для него рабочая температура около 800° С, а предельный к. п. д. 47%. Для эффективной генерации на таллии требуются, однако, системы питания с короткими (10 *нсек*) мощными импульсами возбуждения.

Нужно отметить, что обе упомянутые трудности взаимосвязаны. Как будет показано в последующих разделах, для создания эффективных и мощных систем импульсного возбуждения выгодно перейти к поперечному разряду. Однако постройка систем с поперечным разрядом, работающих при высоких температурах, представляет сложную техническую задачу.

Резюмируя сказанное, можно констатировать, что к настоящему времени все упомянутые выше лазеры на переходах в атомах с резонансного на метастабильный уровень изучены пока не в такой степени, чтобы можно было судить об их предельных практических возможностях. Требуется дальнейшее и более детальное их исследование. Однако уже сейчас ясно, что реализация больших потенциальных возможностей этих лазеров упирается в решение технических задач. Наиболее важная из них — создание систем питания и разрядных полостей, способных обеспечить длительность импульса возбуждения порядка длительности генерации и работать при высоких температурах.

Естественно возникает вопрос о том, насколько полно использованы возможности выбора активных сред и нельзя ли обойти возникшие трудности, подобрав более удобные для практической работы атомы.

Наиболее удобны для практики инертные газы. Из них только гелий обладает переходом с резонансного на метастабильный уровень. Генерация на этом переходе наблюдалась экспериментально [26] (см. табл. I). Метастабильный уровень гелия расположен очень высоко, из-за чего предельный к. п. д. генерации невелик. Остальные инертные газы обладают сходной между собой структурой уровней. Во всех этих газах наблюдалась генерация или сверхсветимость на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях из группы $1s$ (в обозначениях Пашена). Верхние уровни этих переходов принадлежат состояниям $2p$ (обозначения Пашена) и не связаны с основным состоянием разрешенными переходами. Краткая сводка данных об этих генерациях дается в табл. III. Более или менее подробно исследована только генерация на переходах неона. В чистом неоне генерация наблюдалась на четырех линиях в видимой области спектра. В литературе высказывались три различные точки зрения на механизм образования инверсии на этих переходах. В работах [39, 41] предполагалось, что инверсия на переходах $2p$ — $1s$ в неоне создается в результате каскада стимулированным излучением с уровней $2s$. В работе [43] предложен механизм ступенчатого возбуждения уровней $2p$ электронами через промежуточный резонансный уровень $1s_2$. Аналогичная точка зрения выдвинута в работе [56] на основе анализа данных по временам жизни и эффективным сечениям возбуждения уровней неона. Наконец, в работах [42, 46] предполагается, что возбуждение уровней $2p$ происходит прямым электронным ударом из основного состояния. В работе [49] проведено экспериментальное исследование генерации одновременно на переходах $2p$ — $1s$ и $2s$ — $2p$

и показано, что наиболее вероятный механизм — ступенчатое возбуждение через резонансный уровень $1s_2$.

Предельный к. п. д. генерации на указанных переходах в атомах инертных газов заметно меньше, чем для переходов с резонансного на метастабильный уровень в упомянутых выше атомах. Кроме того, накачка на верхний уровень для них, по-видимому, менее эффективна.

Таблица III

Переходы из группы $2p—1s$ в инертных газах, на которых экспериментально наблюдалась импульсная генерация

λ, Å	Переход	$\eta_{пр}$, %	Примечания	Литература
	Ne I			
5400,56	$2p_1—1s_4$	9,0	$P_{пик} = 190$ *квт*	41–49
5944,8	$2p_4—1s_5$	5,5		39, 41, 43, 47, 49, 51
6143,06	$2p_6—1s_5$	5,4		39, 41, 43, 47, 49, 50, 51
6266,5	$2p_5—1s_3$	2,6		49
6304,79	$2p_6—1s_4$	4,0	С добавками SF_6	54
6506,53	$2p_8—1s_4$	3,8	То же	54
	Ar I			
6965,8	$2p_2—1s_5$	8,3		52
7067,3	$2p_3—1s_5$	6,6		52
7634,8	$2p_6—1s_5$	6,1		47
7723,6	$2p_7—1s_5$	7,8	Или $2p_2—1s_3$	47
7948,0	$2p_4—1s_3$	2,9		47
	Kr I			
8104,37	$2p_8—1s_5$	6,7		40, 53
	Xe I			
8409,19	$2p_7—1s_5$	9,4		53, 55
9045,4	$2p_9—1s_5$	7,1		40, 53
9799,7	$2p_{10}—1s_5$	8,3		40

Кроме переходов, оканчивающихся на уровнях из группы $1s$, в инертных газах наблюдалась сильная сверхсветимость и на ряде других переходов с более высоких уровней [39, 41, 47, 49, 52, 53, 57–59]. Эти переходы лежат в инфракрасной области спектра и не относятся к рассматриваемому здесь классу. На них, очевидно, еще труднее будет достичь высокого к. п. д. генерации.

Рассмотрим теперь, какие возможности остаются для получения генерации на переходах с первого резонансного уровня. Кроме упомянутых в табл. I, существует много атомов, имеющих переходы с резонансного на метастабильный уровень. Переходы искомого типа имеются, например, у элементов с незаполненной p-оболочкой и у ряда других элементов. Список таких переходов приводится в работе [8]. На некоторых из них к настоящему времени генерация уже была получена, и они включены в табл. I. Имеется ряд ограничений, которые не позволяют использовать все элементы, обладающие подходящей структурой уровней. Значительное число элементов имеют пары, состоящие из устойчивых молекул. Использование молекул для получения эффективной генерации составляет самостоятельную задачу и будет рассмотрено далее. Другие элементы

имеют атомарный пар, но для получения достаточной для работы плотности паров требуются чрезмерно высокие температуры. Ниже рассматриваются только элементы, позволяющие достичь давления паров 0,1 *тор* при температуре не выше 1600° С. Не рассматриваются также радиоактивные элементы. Для ряда элементов метастабильный уровень расположен настолько близко к основному, что при рабочей температуре он оказывается сильно заселенным. Учтя все эти ограничения, мы составили табл. IV, включаю-

Таблица IV

Переходы с резонансного на метастабильный уровень в атомах, на которых возможна импульсная генерация

Атом	Переход	λ, Å	σ_m, 10^{-16} *см*²*)	$\eta_{пр}$, %	$\tau_{раб}$, *сек*	$N_н/N_0$	T, °С (0,1 *тор*)
Si I	$4s^3P_1^0 \to 3p^2\,{}^1S_0$	4102,94	2	15	—	$2\cdot10^{-5}$	1480
	$4s^1P_1^0 \to 3p^2\,{}^1S_0$	3905,52	—	15	34	$2\cdot10^{-5}$	1480
	$4s^3P_1^0 \to 3p^2\,{}^1D_2$	2987,65	2	52	50	$2\cdot10^{-2}$	1480
Ge I	$5s^3P_1^0 \to 4p^2\,{}^1S_0$	4685,84	4,2	14	200	$1,5\cdot10^{-7}$	1590
	$5s^3P_1^0 \to 4p^2\,{}^1D_2$	3269,49	—	50	15	$1,5\cdot10^{-2}$	1590
Sn I	$6s^3P_1^0 \to 5p^2\,{}^1S_0$	5631,71	3,5	13	700	10^{-5}	1410
	$6s^1P_1^0 \to 5p^2\,{}^1S_0$	4524,74	1,6	16	25	10^{-5}	1410
	$6s^3P_1^0 \to 5p^2\,{}^1D_2$	3801,02	3,5	47	15	$2,5\cdot10^{-3}$	1410
	$6s^1P_1^0 \to 5p^2\,{}^1D_2$	3262,34	1,6	49	2,5	$2,5\cdot10^{-3}$	1410
Ba I	$6p^1P_1^0 \to 5d^1D_2$	14999,9	19,5	26	—	$2\cdot10^{-7}$	720
	$6p^1P_1^0 \to 5d^3D_2$	11303,0	19,5	31	—	$5\cdot10^{-6}$	720
Au I	$6p^2P_{3/2}^0 \to 6s^2\,{}^2D_{5/2}$	3122,78	0,5	47	20	10^{-3}	1570
Bi I	$7s^4P_{1/2}^0 \to 6p^3\,{}^2D_{3/2}^0$	4722,19	10	43	110	$6\cdot10^{-9}$	690
Cr I	$y^7P_3^0 \to a^5S_2$	4942,50	5,5	30	2500	$5\cdot10^{-4}$	1510
	$y^7P_2^0 \to a^5S_2$	4964,93	5,5	36	3600	$5\cdot10^{-4}$	1510
Fe I	$z^5F_5^0 \to a^5F_5$	5012,07	1,5	37	1500	$4,5\cdot10^{-3}$	1590
	$z^5P_3^0 \to a^5P_3$	8688,63	1,8	20	530	$6\cdot10^{-7}$	1590
Co I	$x^4D_{7/2}^0 \to b^4P_{5/2}$	4086,31	3,2	26	36	$4\cdot10^{-7}$	1310
	$z^4F_{7/2}^0 \to b^4P_{5/2}$	7354,59	2,0	20	6700	$4\cdot10^{-7}$	1310
Ni I	$z^3D_3^0 \to b^1D_2$	6191,18	1,2	23	6000	10^{-6}	1260
	$z^3D_3^0 \to a^3P_2$	7110,90	1,2	20	5300	10^{-7}	1260

*) Расчет по упрощенной формуле $\sigma_m \approx \pi a_0^2 \frac{2f}{\varepsilon^2}$.

щую переходы в атомах, на которых можно ожидать генерации рассматриваемого типа. В таблице указан переход, длина волны, предельный к. п. д. и температура, необходимая для получения давления 0,1 *тор*. Такое давление, как и в работе [8], выбрано потому, что оно, по-видимому, в большинстве случаев обеспечит наблюдение генерации, хотя оптимальные давления должны быть выше. Кроме того, в таблице приводится оценка эффективного сечения возбуждения верхнего уровня из основного состояния (по упомянутой приближенной формуле), $\tau_{раб} = 1/A_{раб}$ ($A_{раб}$ — вероятность рабочего перехода) и заселенность нижнего уровня при указанной температуре, отнесенная к заселенности основного состояния. Данные о вероятностях переходов и силах осцилляторов, использованных для расчета эффективных сечений возбуждения, взяты из работы [38] и должны рассматриваться как оценочные. Данные о давлении паров элементов брались из книги [60].

Как можно видеть из таблицы, рабочая температура для большинства атомов, обладающих подходящей структурой уровней, значительно выше 1000° С, так что отмеченные выше трудности остаются. Исключение составляют барий и висмут, для которых рабочая температура ниже. Эти же элементы интересны еще и тем, что для них оцененное эффективное сечение возбуждения верхнего рабочего уровня относительно велико.

Из приведенной таблицы видно, что ряд линий кремния, германия, олова и золота обладает низкорасположенным метастабильным уровнем и высоким предельным к. п. д., близким к 50%. Однако именно на этих линиях труднее всего получить генерацию, так как нижний уровень при рабочей температуре оказывается сильно заселенным. У атомов хрома, железа, кобальта и никеля структура уровней весьма сложна и, по-видимому, допускает и другие переходы, кроме указанных в таблице. Для этих атомов труднее получить высокий к. п. д. генерации, так как возбуждение распределяется по большому числу резонансных линий. Аналогичная ситуация существует для атомов редкоземельных элементов. Для некоторых из них (Eu, Gd, Sm, Tu, Yb) достаточное давление паров можно получить при не слишком высоких температурах. В работах [61, 62] сообщалось о получении генерации на многих линиях тулия, самария и иттербия в ближней инфракрасной области спектра. Некоторые из них, по-видимому, принадлежат к переходам с резонансного на метастабильный уровень. Большое число уровней и для этих атомов затрудняет достижение высокого к. п. д. и большой мощности на одной линии.

Сравнение табл. II и IV показывает, что осуществление генерации на новых переходах указанного типа в атомах вряд ли существенно изменит ситуацию. Действительно, потенциальные возможности уже известных генераций в таллии, меди и свинце не хуже, чем на переходах, перечисленных в табл. IV. Новые переходы не снимают также и трудностей, связанных с необходимостью работать при высоких температурах. Таким образом, эффективное использование атомных переходов требует преодоления серьезных технических трудностей, указанных выше.

До сих пор мы имели в виду только один способ получения необходимой плотности рабочих атомов — нагрев рабочего вещества. Рассмотрим другие возможности. В работе [23] была получена генерация на парах меди, образованных в результате электрического взрыва медных проволочек. Этим методом можно создать значительную плотность паров многих металлов, в том числе и труднолетучих, но его трудно использовать иначе чем в режиме однократных импульсов. В работах [63-65] получена генерация на переходах некоторых ионов с применением других методов введения рабочего вещества в разряд. Не ясно, применимы ли эти методы для таких

элементов, как медь, таллий, свинец, поскольку для получения ионной генерации требуются значительно меньшие плотности.

Еще один способ введения рабочих атомов в разряд основан на использовании их молекулярных соединений. В газоразрядных лампах для улучшения светоотдачи и цветовых характеристик довольно давно применяют соли (в основном иодиды) некоторых металлов, обладающих резонансными линиями в нужной области спектра [6]. При температуре стенки лампы около 400° С давление паров этих солей порядка одного тора. Такая температура стенок создается за счет нагрева разрядом. На оси разряда температура выше, там происходит разложение солей и интенсивное возбуждение металлов. Металл не осаждается на более холодных стенках, так как за время диффузии к стенке он успевает вновь образовать молекулу. Осуществление такого способа введения в разряд меди, таллия и свинца при достаточной их плотности представляло бы большой интерес, так как позволило бы работать при значительно более низкой температуре стенок и использовать тугоплавкие стекла. В работе [30] получена генерация на зеленой линии таллия в парах Tl I. Однако в условиях этого опыта, по-видимому, имел место иной механизм, отличный от описанного выше. Исследование спектра разряда показало, что наиболее вероятный механизм инверсии в этих условиях — диссоциация молекулы при столкновениях с электронами с образованием атомов таллия преимущественно на резонансном уровне $7^2S_{1/2}$. Этот механизм представляет самостоятельный интерес и требует дальнейшего изучения.

Резюмируя сказанное, можно констатировать, что вопрос о нахождении удобного способа введения в разряд рабочих атомов остается открытым. Для его решения необходима дальнейшая работа.

4. ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ПЕРЕХОДАХ В ИОНАХ

По аналогии с переходами в атомах можно попытаться создать эффективный импульсный лазер на переходах с резонансного на метастабильный уровень в ионах. Нужно, однако, иметь в виду, что нет полной аналогии процессов возбуждения уровней атомов и ионов. Очевидно, что для работы лазера на атомных переходах при возбуждении электронами необходимо ионизовать значительное число атомов. Поэтому в разряде в определенной мере будут возбуждаться уровни как атомов, так и ионов. Нужно, однако, учесть, что уровни иона всегда расположены выше уровней соответствующего атома. Поэтому при небольшой степени ионизации энергия электронов в разряде в основном будет тратиться на возбуждение атомных уровней. Кроме того, высокая мощность и хорошая эффективность достигаются только при сравнительно больших плотностях частиц в состоянии, из которого производится накачка. Поэтому, если ориентироваться, как и для атомов, на накачку из основного состояния иона, то эффективная генерация на переходе с резонансного уровня иона на метастабильный будет получаться только при степени ионизации, близкой к полной. Однако и в этом случае ситуация для ионов иная. Отличие состоит в том, что в процессе первоначальной ионизации газа может происходить и прямое возбуждение уровней иона с уровней нейтрального атома, в частности из основного состояния атома. В таком процессе может заселиться метастабильный уровень иона, что ухудшит условия генерации. Таким образом, для оценки возможностей создания инверсии на переходах ионов нужно знать распределение заселенностей по уровням иона в процессе ионизации. В большинстве случаев трудно предсказать это распределение. Наиболее благоприятной была бы, по-видимому, ситуация, возможная при большой частоте повторения импульсов, когда к моменту начала следующего импульса

возбуждения еще остается значительное количество рабочих ионов. Необходимо, однако, чтобы к этому моменту времени заселенность метастабильного уровня успела в достаточной мере уменьшиться, т. е. нужно подобрать условия, чтобы время рекомбинации электронов было значительно больше времени жизни метастабильного уровня. Из сказанного вытекает, что эффективную генерацию на переходах ионов получить сложнее.

Экспериментально генерация на переходах с резонансного на метастабильный уровень наблюдалась на ионах кальция [8], стронция [31] и ртути [20]. Характеристики этих лазеров представлены в табл. I и II. Генерация на ионах кальция появляется с заметной задержкой по отношению к генерации на атомах меди. Эта задержка объясняется тем, что необходимо время для накопления заселенности основного состояния иона кальция, достаточной для пленения резонансного излучения. К сожалению, пока мало что можно сказать о генерации этого типа на переходах в ионах, так как она практически почти не изучена.

Очевидно, что генерацию такого типа можно ожидать и на многих других линиях, так как существует большое число ионов, обладающих подходящей структурой уровней. Как правило, структура уровней однократно ионизованного атома подобна структуре уровней нейтрального атома, стоящего в предыдущей клетке таблицы Менделеева. На основе этой аналогии можно указать большое число подходящих переходов в ионах. Например, в Hg II наблюдается генерация на переходе, аналогичном переходу в Au I, на котором также получена генерация (см. табл. I). Структура уровней Pb II аналогична структуре уровней Tl I. Соответственно существует переход Pb II, аналогичный переходу с резонансного на метастабильный уровень в таллии.

Таблица V

Переходы с резонансного на метастабильный уровень в ионах, на которых можно ожидать импульсную генерацию

Ион	Переход	λ, Å	$\eta_{пр}$ (и), %	$A_{раб}$, 10^8 сек$^{-1}$	Нижний уровень, см$^{-1}$	T, °C (0,1 тор)
Ba II	$6p^2P^0_{3/2} \to 5d^2D_{5/2}$	6142	44	0,095	5 675	720
Ba II	$6p^2P^0_{1/2} \to 5d^2D_{3/2}$	6497	51	0,075	4 873	720
Ba II	$6p^2P^0_{3/2} \to 5d^2D_{3/2}$	5854	39	0,012	4 873	720
Pb II	$7s^2S_{1/2} \to 6p^2P_{3/2}$	2203	51	2,8	14 081	837
Sn II	$6s^2S_{1/2} \to 5p^2P_{3/2}$	1900	61		4 251	1410
Cu II	$4p^1P^0_1 \to 4s^1D_2$	2112	40	1,2	26 265	1420
Cu II	$4p^1P^0_1 \to 4s^3D_1$	2015	33		23 998	1420
Cu II	$4p^1P^0_1 \to 4s^3D_2$	1970	43		22 847	1420
Ag II	$5p^1P^0_1 \to 5s^1D_2$	2280	31		46 046	1160
Ag II	$5p^1P^0_1 \to 5s^3D_1$	2166	25		43 739	1160
Ag II	$5p^1P^0_1 \to 5s^3D_2$	2034	34		40 741	1160
Sb II	$6s^3P^0_1 \to 5p^2\,{}^3P_1$	1504	48		3 055	400
Sb II	$6s^3P^0_1 \to 5p^2\,{}^3P_2$	1565	57		5 659	400
Sb II	$6s^3P^0_1 \to 5p^2\,{}^1D_2$	1762	51		12 790	400
Sb II	$5p^3\,{}^3D^0_1 \to 5p^2\,{}^1D_2$	1869	50		12 790	400
Bi II	$7s^3P^0_1 \to 6p^2\,{}^3P_1$	1777	40		13 324	690
Bi II	$7s^3P^0_1 \to 6p^2\,{}^3P_2$	1902	47		17 030	690
Bi II	$7s^3P^0_1 \to 6p^2\,{}^1D_2$	2803	32		33 936	690
Bi II	$6d^3D^0_1 \to 6p^2\,{}^1D_2$	2143	36		33 936	690

В табл. V приведены переходы с резонансного на метастабильный уровень в некоторых ионах, на которых по аналогии с положением для

атомов можно ожидать эффективную генерацию. Список линий не претендует на полноту. Многие из приведенных здесь линий представляют интерес даже и в том случае, если генерация на них не будет обладать высоким к. п. д., поскольку они показывают возможный путь осуществления генерации в неосвоенной коротковолновой области спектра короче 2300 Å.

5. ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ

Рассмотрим теперь, какие возможности имеются для получения эффективной генерации на электронных переходах молекул. Особенность молекулярных систем состоит в наличии сложной структуры уровней, состоящей из большого числа колебательных и вращательных подуровней. В связи с этим возбужденные молекулы, как правило, распределены по большому числу уровней, так что инверсия и коэффициент усиления на отдельном вращательном переходе оказываются значительно меньше, чем на атомных переходах. Это обстоятельство затрудняет преодоление порога генерации. Если порог удается преодолеть, то генерация, как правило, наблюдается на большом числе отдельных вращательных линий и часто на нескольких полосах. Тем не менее, если рассматривать суммарную мощность генерации на всех линиях, то, как ясно на примере CO_2, это обстоятельство не ограничивает существенно достижения высокой эффективности и большой мощности. Другая особенность молекулярных систем состоит в наличии дополнительных правил отбора для переходов между уровнями молекул и в наличии сравнительно быстрого столкновительного обмена, особенно между вращательными уровнями. Все это приводит к существованию новых механизмов создания инверсии, отсутствующих для атомных переходов. В связи с этим ситуация для молекул заметно отличается от ситуации для атомов. Однако основное соображение о желательности использования в качестве верхнего рабочего состояния резонансного состояния, очевидно, остается в силе.

После этих общих замечаний рассмотрим кратко свойства практических систем, на которых к настоящему времени получена генерация на электронных переходах молекул. Краткая сводка свойств таких лазеров дается в табл. VI. В ней указаны системы полос и колебательные переходы, наблюдавшиеся в генерации, приблизительная длина волны генерирующих полос и полученные на опыте экспериментальные характеристики генерации: пиковая мощность, насыщенная удельная пиковая мощность и длительность импульса генерации. Для каждой системы приведены наилучшие из известных нам результатов. Кроме того, приведены значения предельного к. п. д. и там, где удалось найти соответствующие данные, значения эффективных сечений возбуждения верхних рабочих колебательных уровней электронным ударом из основного состояния молекулы.

Как можно видеть из таблицы, генерация на электронных переходах получена пока только на двухатомных молекулах в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Генерация пока получена на весьма ограниченном наборе молекул, по существу только на азоте, водороде и CO. Генерация на одной линии молекулы NO стоит особняком и не играет особой роли. Таким образом, генерация получена пока только на самых простых и удобных в эксперименте молекулах. Кроме водорода и его изотопических молекул, где число линий невелико из-за большой вращательной постоянной, в каждой полосе генерация наблюдалась, как правило, на многих вращательных линиях и часто на нескольких вращательных ветвях. Общее число линий генерации на полосах, упомянутых в табл. VI, составляет несколько сотен.

Таблица VI

Газовые лазеры на электронных переходах молекул

Молекула, переход	$v'-v''$	λ, Å	σ_m, 10^{-18} см^2	$\eta_{пр}$, %	Эксперимент			Литература
					$P_{пик}$	$\frac{(P_{пик})_{нас}}{v}$	Δt, *нсек*	
N_2 1-я положит. $B^3\Pi_g \to A^3\Sigma_u^+$	4—2 3—1 2—0 2—1 1—0 0—0 0—1	7 500 7 600 7 750 8 700 8 900 10 480 12 312	14 16 19 19 17 11 11	10 10 10 9 9 8 7	55 *квт* [129]		200	66–73, 13, 100, 84, 129
N_2 2-я положит. $C^3\Pi_u \to B^3\Pi_g$	1—0 0—0 0—1	3 159 3 371 3 577	9 16 16	18 16,5 15,5	3 *Мвт* [33, 86]	40 *квт/см*^{3}	4—7	9, 10, 16, 33, 69, 74–90, 100, 109, 125
N_2 $a^1\Pi_g \to a'^1\Sigma_u^-$	2—1 1—0 0—0	3,3 *мкм* 3,5 *мкм* 8,2 *мкм*		2 2 2			<1000	91, 96
N_2 $w^1\Delta_u \to a^1\Pi_g$	0—0	3,6 *мкм*		2				93
N_2		5,2—6,3 *мкм*						
H_2 $E^1\Sigma_g^+ \to B^1\Sigma_u^+$	2—1 1—0 0—0 0—1 0—2	8 350 8 899 11 222 13 161 15 820		6 5,5 4,5 4	0,7 *квт* [13]		200	13, 94–100
D_2 $E^1\Sigma_g^+ \to B^1\Sigma_u^+$	2—0 1—0	8 278 9 530		6 5			200	13, 95–97
HD $E^1\Sigma_g^+ \to B^1\Sigma_u^+$	1—0	9 172		5,5			200	13, 95–96
CO Система Ангстрема $B^1\Sigma^+ \to A^1\Pi$	0—0 0—1 0—2 0—3 0—4 0—5	4 511 4 835 5 198 5 610 6 080 6 620	2,4	12,5 12 11 10 9 8	3 *квт* [130]		100	84, 100–106
NO $B'^2\Delta \to C'\Pi$	4—1	10 215						107, 108

К настоящему времени свойства генерации на электронных переходах молекул, за исключением переходов в азоте в средней инфракрасной области (3—8 *мкм*) и перехода в NO, изучены довольно хорошо, так что можно сделать определенные выводы об основном механизме образования инверсии. Детальное обсуждение особенностей образования инверсии на различных молекулах и разных переходах выходит за рамки настоящего обзора. Поэтому мы ограничимся общим утверждением, что, по-видимому, во всех наиболее важных случаях заселение верхнего рабочего уровня происходит в результате прямого возбуждения электронами из основного состояния молекулы [100]. Об этом свидетельствует характер спектра генерации. Об этом же свидетельствует хорошее согласие экспериментальных характеристик генерации с расчетом, выполненным на основе представления о прямом возбуждении электронами [9, 10, 13]. По существу, разные точки зрения о механизме заселения верхнего состояния высказывались в литературе только по отношению к генерации на первой положительной системе молекулы азота. Впоследствии было, однако, показано [13, 84, 100], что механизм прямого возбуждения полностью описывает поведение генерации. Особенно четко это показано в работе [13], в которой проведен детальный анализ механизма на этой системе азота и получено количественное согласие эксперимента с расчетом, сделанным на основе механизма прямого возбуждения.

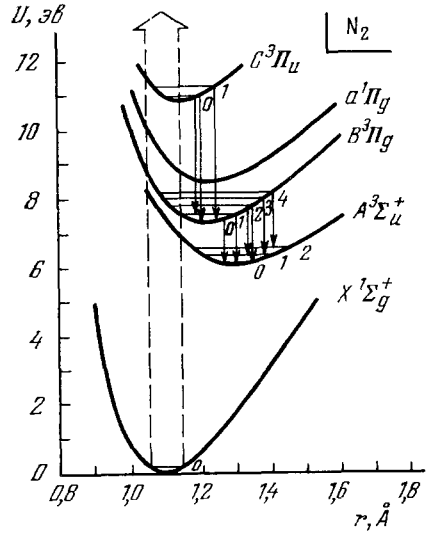

Рис. 4. Потенциальные кривые молекулы азота.
Переходы, наблюдавшиеся в генерации.

Характерной особенностью генерации на электронных переходах молекул является то, что из большого числа полос, наблюдаемых в спонтанном излучении, генерация имеет место только на некоторых определенных полосах. Эта особенность легко объясняется на основе представления о прямом возбуждении электронами при учете принципа Франка — Кондона. Как показано в работе [100], действие принципа Франка — Кондона при соответствующем расположении потенциальных кривых рабочих состояний почти автоматически обеспечивает образование инверсии на некоторых переходах.

В качестве примера рассмотрим генерацию на переходах молекулы азота. На рис. 4 приведены потенциальные кривые четырех состояний молекулы азота. Вертикальными штриховыми линиями условно показана полоса, в которой согласно принципу Франка — Кондона происходит возбуждение молекулы из основного состояния. Стрелками показаны переходы (полосы), на которых наблюдалась генерация на первой положительной ($B^3\Pi_g \rightarrow A^3\,\Sigma_u^+$) и второй положительной системах полос азота ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$). Наиболее наглядно действие принципа Франка — Кондона для первой положительной системы полос. Как можно качественно видеть из рисунка, прямым возбуждением электронами интенсивно заселяются уровни $B^3\Pi_g(v = 0 - 5)$ и $A^3\,\Sigma_u^+$ ($v = 6$—11). С уровней $B^3\Pi_g$ ($v = 0$—5) большой вероятностью обладают переходы, начинающиеся с правых поворотных точек. Эти переходы оканчиваются на нижних колебательных уровнях состояния $A^3\Sigma_u^+$, которые согласно принципу Фран-

ка — Кондона слабо заселяются при прямом возбуждении из основного состояния. Таким образом, уже из этих простых соображений следует, что на этих переходах в начальные моменты разряда должна создаваться инверсия. Как можно видеть из рисунка, именно на них и наблюдалась генерация. Аналогичная ситуация существует и для второй положительной системы, хотя там она не так явно выражена, так как потенциальная кривая верхнего состояния не так сильно смещена по отношению к основному. Более строгий анализ с использованием факторов Франка — Кондона [110] подтверждает качественную картину, изложенную выше, для обеих систем.

Очевидно, что подобное разнесение канала возбуждения и канала генерации будет существовать для всех случаев, когда минимумы потенциальных кривых рабочих состояний сдвинуты по отношению к основному состоянию молекулы. При не слишком неблагоприятных соотношениях сечений возбуждения верхнего и нижнего рабочих состояний, очевидно, во многих молекулах будет возникать инверсия, так как сдвинутые потенциальные кривые скорее правило, а не исключение и поскольку факторы Франка — Кондона изменяются на несколько порядков. Таким образом, нужно думать, что существует еще большее число электронных переходов в различных молекулах, на которых возможна генерация при аналогичном механизме создания инверсии. Известно, что число молекул, даже только двухатомных, значительно превышает число атомов. Конечно, далеко не все они удобны в работе, часть из них химически активна, другие требуют нагрева. Тем не менее существует довольно значительное число устойчивых двухатомных молекул, более или менее удобных для работы. Однако выбор молекул и переходов в молекулах, подходящих для эффективной генерации, в настоящее время сильно затруднен. Дело в том, что необходимые для такого анализа характеристики молекул изучены пока далеко не достаточно. Лишь для ограниченного числа молекул известны потенциальные кривые, крайне мало данных о вероятностях переходов и временах жизни электронных состояний, почти совсем отсутствуют данные об эффективных сечениях возбуждения электронами. Ограничен набор данных по факторам Франка — Кондона. Все это сильно затрудняет анализ процессов образования инверсии на электронных переходах молекул и не позволяет в настоящее время сколько-нибудь полно оценить имеющиеся здесь возможности. По-видимому, решающую роль в отыскании новых лазерных переходов в молекулах в ближайшее время будет играть экспериментальный поиск.

Какие же переходы в молекулах пригодны для получения эффективной генерации? Очевидно, что переходы с резонансного состояния на низколежащие метастабильные состояния и здесь будут представлять большой интерес. Однако такая возможность реализуется сравнительно редко. Зато для молекул в принципе существует и другая возможность, отсутствующая для атомов. В молекулах можно использовать переходы из резонансного электронного состояния в основное с разнесением канала возбуждения и канала генерации в результате действия принципа Франка — Кондона. Такая схема создания инверсии была предложена в 1965 г. в работе [111] на примере молекулы водорода. Потенциальные кривые молекулы водорода, имеющие отношение к рассматриваемым процессам, изображены на рис. 5. Вертикальными штриховыми линиями условно изображена полоса, в которой происходит возбуждение из основного состояния молекулы. Рассматривается возбуждение резонансных состояний $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u$, с которых начинаются известные полосы Лаймана и Вернера. Потенциальные кривые этих состояний сдвинуты по отношению к основному в сторону больших межъядерных расстояний. Поэтому с колеба-

тельных уровней этих резонансных состояний, наиболее сильно возбуждаемых из основного состояния, возможны переходы с правых поворотных точек на высокие колебательные уровни основного состояния. Предполагается, что эти колебательные уровни слабо возбуждаются с основного колебательного уровня. Таким образом, на этих переходах в начале импульса возбуждения должна возникать инверсия заселенности. Соответствующие переходы изображены на рисунке стрелками. Они лежат в вакуумном ультрафиолете в области длин волн около 1600 Å для полос Лаймана и в области 1025—1240 Å для полос Вернера. Недавно в работе [112] был проведен расчет насыщенной мощности на полосах водорода для условий возбуждения, соответствующих установке [33]. Расчет показал, что насыщенная плотность мощности может достигать около 10^3 *вт/см*^{3} и что на многих линиях в указанных областях спектра должна наблюдаться сверхсветимость. Основная трудность осуществления генерации на этих переходах связана с весьма коротким временем жизни верхних рабочих состояний. По расчету длительность существования инверсии около 1 *нсек*. Как мы увидим далее, эта трудность характерна для переходов в коротковолновой области спектра.

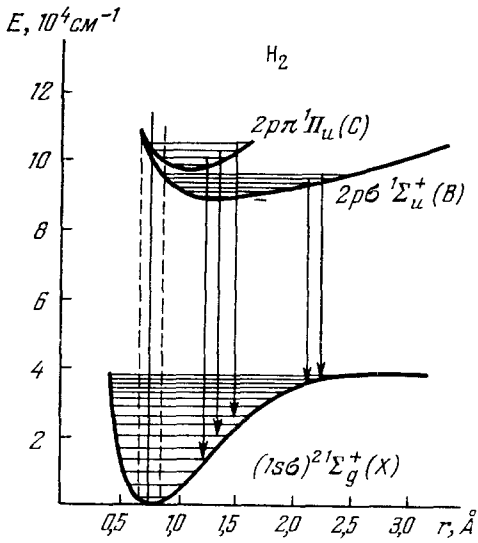

Рис. 5. Потенциальные кривые молекулы водорода.

Описанная схема образования инверсии применима ко многим молекулам. Она отличается от схемы образования инверсии на переходах с резонансного на метастабильный уровень в атомах тем, что вместо метастабильного уровня используются высокие колебательные уровни основного состояния. Для ее осуществления требуется, чтобы потенциальная кривая верхнего рабочего состояния была заметно сдвинута относительно основного. Время жизни нижних рабочих уровней в этой схеме будет, по-видимому, определяться в практических условиях скоростью обмена между колебательными уровнями и при обычных давлениях может составлять 10^{-4}—10^{-5} *сек*. В большинстве случаев вероятности рабочих переходов будут, видимо, больше, так что нужно предполагать, что без специальных мер генерация будет импульсной.

Поскольку обычно энергия возбуждения электронных состояний велика по сравнению с расстоянием между колебательными уровнями и по сравнению с тепловой энергией, предельный к. п. д. генерации на таких переходах должен быть довольно большим. В рассмотренном выше примере для полос Вернера $\eta_{пр} = 42\%$, а для полос Лаймана — 35%. Эффективные сечения возбуждения резонансных состояний молекул в благоприятных случаях могут достигать 10^{-16} *см*^{2}, т. е. скорость накачки в верхнее состояние должна быть близка к скорости накачки атомных уровней.

Кроме переходов в молекуле водорода, упомянутых выше, можно назвать еще некоторые переходы в других молекулах, на которых в принятой схеме может быть инверсия. Смещенные потенциальные кривые имеются, в частности, у молекулы CO. Здесь можно ожидать инверсию,

например, на переходах $A\ ^1\Pi(v' = 2—4) \rightarrow X^1\Sigma^+\ (v'' = 8—12)$ в области длин волн около 2000 Å [100]. Время жизни колебательных уровней состояния $A\ ^1\Pi$ порядка 10 *нсек* [113].

Представляет интерес также ситуация для молекулы йода [100]. Для нее можно ожидать инверсию на переходах в основное состояние из состояния $B\ ^3\Pi^+_{0u}$. Здесь также имеется большой сдвиг потенциальных кривых. Возможные рабочие переходы должны лежать в ближней инфракрасной и в видимой области спектра. Более детальное рассмотрение провести трудно из-за большого числа колебательных уровней и сложной структуры факторов Франка — Кондона [114, 115]. Время жизни состояния $B\ ^3\Pi^+_{0u}$ известно и составляет $7 \cdot 10^{-7}$ *сек* [116]. Малая вращательная постоянная этой молекулы ($B_0 = 0{,}037\ см^{-1}$) затрудняет достижение пороговой инверсии, так как возбуждение распределится по большому числу вращательных уровней.

Можно назвать и другие переходы во многих молекулах, соответствующие требованиям нашей схемы. Обсуждение возможности инверсии на них затруднено отсутствием необходимых данных.

До сих пор мы все время имели в виду возбуждение рабочих уровней электронами в разряде. Поскольку, однако, оптические переходы, несомненно, подчиняются принципу Франка — Кондона, изложенные выше соображения сохраняют силу и для оптического возбуждения. Оптическое возбуждение газовых систем обычно не рассматривается и считается малоперспективным. Это мнение основано на том, что для газов линии поглощения в типичных условиях опыта очень узки. Вследствие этого совпадения линий поглощения в атомах с линиями излучения, пригодными для оптической накачки, чрезвычайно редки. Однако для молекул с тесно расположенными уровнями это не так. Примером может служить молекула йода. Для нее, как хорошо известно, нетрудно подобрать сильную линию излучения, совпадающую с одной из линий поглощения [117, 118]. Интерес к оптической накачке связан с тем, что она может обеспечить предельную селективность возбуждения. Кроме того, оптическая накачка интересна и с той точки зрения, что она значительно меньше, чем разряд, возмущает активную среду. Это обстоятельство весьма важно для лазеров, предназначенных для стабилизации частоты. С точки зрения задачи создания эффективных газовых лазеров, которая нас в основном здесь интересует, системы с оптической накачкой также представляют интерес. Если в качестве линии накачки выбрать резонансную линию, то, как упоминалось, эффективность преобразования электрической энергии в резонансное излучение может превышать 50%. Поскольку оптической накачкой можно селективно заселить один-единственный уровень молекулы, можно рассчитывать на высокий к. п. д. всей системы. При этом отношение $h\nu_р/E_в$, входящее в выражение для предельного к. п. д., будет определяться выбором перехода в молекуле и может быть сделано достаточно большим, а фактор $f_н$ будет включать, кроме эффективности возбуждения резонансного уровня, еще эффективность использования резонансного излучения в системе. Как и прежде, в качестве рабочего перехода в молекуле можно выбрать переход из резонансного состояния в основное с разнесением каналов накачки и генерации. Эта схема интересна потому, что позволяет использовать резонансные уровни атомов, достаточно удобных для практики, и притом в оптимальных для высокой эффективности резонансного излучения условиях. С другой стороны, она дает предельную селективность и позволяет не заботиться о прямом заселении нижнего уровня. Если, например, возбуждать молекулу йода короткими импульсами света, то на некоторых переходах, кончающихся на высоких колебательных уровнях, заведомо будет иметь место импульсная инверсия. В качестве

линий накачки можно использовать зеленую линию ртути [117] и резонансные линии натрия [119].

Оптическую накачку можно использовать и без отдельной лампы накачки, а прямо в разряде в смеси, состоящей из атомов, дающих резонансное излучение, и молекул, поглощающих это излучение. Такая схема представляет определенный интерес, так как она позволяет использовать для оптической накачки резонансные линии в вакуумном ультрафиолете даже там, где нет прозрачных сред. С другой стороны, она не обеспечивает предельной селективности, так как уровни молекулы будут также возбуждаться в разряде. Поскольку и фотовозбуждение, и электронное возбуждение подчиняются принципу Франка — Кондона, можно подобрать переходы в молекуле так, чтобы оба процесса возбуждения способствовали образованию инверсии, а присутствие атомов примеси только увеличивало скорость возбуждения верхнего рабочего уровня. Насколько нам известно, подобные системы не были осуществлены на практике. Их экспериментальное осуществление представляло бы большой интерес, так как могло бы также привести к генерации с высокими параметрами.

6. СРАВНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ НА ПЕРЕХОДАХ В АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

Как можно видеть из сравнения табл. I, II и IV, потенциальные возможности для известных пока лазеров на переходах в молекулах заметно хуже. Эффективные сечения возбуждения верхних рабочих уровней молекулы азота примерно на порядок хуже, чем для резонансных линий меди, таллия и свинца. Предельные к. п. д. для молекулярных переходов также хуже. Тем не менее достигнутая на ультрафиолетовых переходах азота пиковая мощность и особенно удельная пиковая мощность намного превышают цифры, полученные пока для генерации на атомных переходах (2,5 *Мвт* для азота, 40 *квт* для меди, $\sim$ 40 *квт/см*^{3}*) для азота, 0,25 *квт/см*^{3} для свинца). Это различие очень показательно и целиком определяется разницей в системах возбуждения. Успехи, достигнутые для ультрафиолетовой генерации азота, определяются применением поперечного разряда. Мощности же, достигаемые на азоте в обычных разрядных трубках, сравнимы с теми, которые в близких условиях получаются на переходах с резонансного уровня в атомах. К аналогичному заключению о роли поперечного разряда приводит и сравнение характеристик генерации на меди, таллии и свинце и на неоне в системе с поперечным разрядом (табл. II). Судя по всему, если удастся осуществить генерацию на атомных переходах в системе с поперечным разрядом, то ее удельная мощность будет выше, чем на азоте.

Впервые система с поперечным разрядом для газового лазера была предложена Ленардом [75]. С ней была достигнута пиковая мощность ультрафиолетовой генерации на азоте 200 *квт*. В настоящее время на основе конструкции с поперечным разрядом фирмой «AVCO» разработан промышленный вариант ультрафиолетового лазера с пиковой мощностью 100 *квт* при частоте повторения 100 *гц* [79]. В дальнейшем были созданы системы с поперечным разрядом с еще более мощным возбуждением [33, 86]. Особого рассмотрения заслуживает система с поперечным разрядом и с бегущей волной фронта возбуждения [33]. Необходимость применения бегущей волны возбуждения связана с тем, что время существования инверсии для многих лазеров, в том числе и для лазера на азоте, составляет всего несколько *нсек*. За это время свет проходит расстояние, сравнимое с обычной длиной активной среды (порядка метра). Если вся длина активной среды возбуж-

*) Насыщенная мощность с единицы объема.

дается одновременно, усиливаемый световой сигнал проходит часть среды тогда, когда инверсия уже кончилась и наступило поглощение. Это означает, что эффективно усиливает сигнал только часть активной среды по длине порядка длины пробега света за время существования инверсии. Для того чтобы обойти эту трудность, в системе [33] пробой по длине активной среды происходит в разное время, причем задержки пробоя подобраны таким образом, что волна пробоя распространяется вдоль активной среды со скоростью, близкой к скорости света. В такой системе сигнал, возникший на одном конце активной среды, распространяется вдоль нее, все время усиливаясь в момент, близкий к моменту максимума инверсии в любой точке. Свет, распространяющийся в противоположном направлении, усиливается гораздо слабее. В результате без зеркал такая система излучала в одном направлении в 10 раз бóльшую мощность, чем в обратном. Такая техника очень важна для получения больших мощностей при малых длительностях инверсии, так как она позволяет использовать активную среду большой длины. В работе [33] длина активной среды составляла 2 *м* при длительности импульса генерации на азоте 4 *нсек*.. Практический интерес представляют и другие системы с быстрыми импульсами возбуждения, которые хотя и не дают столь высокие мощности, как системы с поперечным разрядом, но зато значительно проще и удобнее в работе [83, 85, 109].

Сравнение параметров генерации на переходах в атомах и молекулах показывает, в каком направлении нужно развивать эти два типа лазеров. Ясно, что для повышения мощности и к. п. д. лазеров на переходах с резонансного на метастабильный уровень в атомах очень желательно перейти к системам возбуждения с поперечным разрядом и с длительностью импульса возбуждения порядка длительности импульса генерации. Для этого нужно преодолеть технические трудности, связанные с высокой рабочей температурой. Для лазеров на переходах в молекулах системы питания с поперечным разрядом освоены. Однако здесь еще, по-видимому, не найдены наилучшие по к. п. д. и скорости накачки верхнего уровня переходы. Поэтому следует продолжить поиски генерации на новых молекулах и переходах. Особый интерес представляет генерация на переходах из хорошо возбуждаемого резонансного состояния молекулы на верхние колебательные уровни основного состояния.

7. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОДВИЖЕНИЯ В НЕОСВОЕННУЮ КОРОТКОВОЛНОВУЮ ОБЛАСТЬ СПЕКТРА

С импульсными газовыми лазерами связаны, пожалуй, наибольшие надежды на продвижение в неосвоенную коротковолновую область спектра. В настоящее время практически неосвоенной остается область спектра с длиной волны короче 2300 Å. Это, очевидно, связано с тем, что с укорочением длины волны трудности получения стимулированного излучения быстро растут. Для области длин волн короче 2300 Å пока нет зеркал с высоким коэффициентом отражения. В области вакуумного ультрафиолета трудно найти прозрачный оптический материал. Но наиболее принципиальное затруднение связано с тем, что с уменьшением длины волны падает коэффициент усиления. Коэффициент усиления в центре допплеровски уширенной линии определяется выражением

$$k_0 = \frac{\lambda^2}{4} \frac{A_{ik}}{\Delta\omega_D} \Delta N \sim \frac{f_{ki}}{\Delta\omega_D} \Delta N;$$

здесь A_{ik} — вероятность, f_{ki} — сила осциллятора рабочего перехода, $\Delta\omega_D$ — допплеровская ширина линии в круговых частотах, $\Delta N =$

$=N_i-\frac{g_i}{g_k}N_k$ — инверсия заселенностей. В стационарном режиме в благоприятном случае, когда можно пренебречь заселенностью нижнего рабочего уровня N_k, а распад верхнего идет только спонтанным излучением по рабочему переходу,

$$\Delta N=q_i/A_{ik}, \qquad k_0\sim\frac{\lambda^2}{\Delta\omega_D}\sim\lambda^3,$$

где q_i — скорость накачки на верхний уровень [120]. Таким образом, коэффициент усиления не зависит от вероятности рабочего перехода и падает с уменьшением длины волны как λ^3.

В импульсном режиме ситуация несколько иная. В принципе мы можем накачать верхний уровень за время меньше его времени жизни. Тогда за это время распад верхнего уровня не играет роли и ΔN определяется только скоростью накачки. Следовательно, можно получить большой коэффициент усиления, выбрав переход с большой вероятностью A_{ik}. Если, например, в различных областях спектра выбирать рабочие переходы с одинаковой силой осциллятора, то коэффициент усиления в этом случае будет зависеть от длины волны только через допплеровскую ширину линии, т. е. $K_0\sim\lambda$. Нужно, однако, помнить, что время существования инверсии в импульсном режиме порядка времени жизни верхнего уровня. Это означает, что при таком выборе рабочих переходов время существования инверсии будет уменьшаться как λ^2 и нужно будет резко увеличивать скорость накачки, т. е. иметь мощные импульсы возбуждения с крутым фронтом. Это переводит трудности в несколько другую плоскость, но не делает задачу простой. Действительно, если в видимой области спектра типичное время жизни верхнего рабочего уровня для импульсных лазеров 10^{-8}—10^{-7} *сек*, то в области вакуумного ультрафиолета время жизни будет 10^{-9}—10^{-8} *сек*, а время существования инверсии, по-видимому, еще короче. Таким образом, придется ориентироваться на импульсы наносекундной длительности. При этом резонатор окажется практически бесполезным, так как за время существования инверсии свет будет проходить расстояние меньше 1 *м*. Это значит, что нужно ориентироваться на работу в режиме сверхсветимости, а для эффективного использования активной среды большой длины использовать систему возбуждения с бегущей волной.

Можно, конечно, выбирать рабочие переходы и по-другому. Например, можно выбирать переходы с постоянной вероятностью. В этом случае длительность инверсии останется на том же уровне, но $K_0\sim\lambda^3$. При переходе, например, от видимой области 5000 Å к области вакуумного ультрафиолета 1500 Å коэффициент усиления уменьшается в 37 раз.

Как упоминалось выше, переходы, благоприятные для получения генерации в области короче 2300 Å, имеются у ряда ионов и молекул. Некоторые из них указаны в табл. V и в разделе о генерации на переходах в молекулах. В молекулах, по-видимому, можно найти много перспективных переходов, в частности, из числа переходов из резонансного состояния в основное, так как многие молекулы обладают резонансными переходами в этой области спектра.

8. ПОВЫШЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Известно, что газовые лазеры обладают рядом преимуществ по сравнению с другими типами лазеров (прозрачность среды в широкой области спектра, высокая оптическая однородность, узкие линии излучения, разнообразие механизмов инверсии). Однако им присущ один общий недо-

статок. До сих пор с газовыми лазерами не удается получить большие мощности и энергии генерации и особенно большие мощности и энергии с единицы объема активной среды. Это связано с малой концентрацией рабочих частиц. Если в твердотельных лазерах типичная концентрация рабочих ионов 10^{19} *см*$^{-3}$, то большинство газовых лазеров работает при концентрации рабочих атомов или молекул порядка 10^{16}—10^{17} *см*$^{-3}$. Ионные лазеры работают при концентрациях еще на 2—3 порядка меньше. Отсюда ясно, что для получения с газовыми лазерами большой удельной мощности и энергии, кроме повышения к. п. д., нужно еще стремиться к повышению концентрации рабочих частиц. Задача повышения концентрации является сейчас одной из наиболее важных задач для всех газовых лазеров и для импульсных систем в том числе. Для того чтобы приблизиться по концентрации рабочих частиц к твердотельным лазерам, нужно поднять давление рабочего газа примерно до атмосферного. Решение этой задачи наталкивается на серьезные трудности.

Прежде всего, как видно из предыдущих разделов, для ряда атомов с высоким предельным к. п. д., таких как медь, свинец, таллий и др., даже работа при давлении около одного тора требует нагрева до высоких температур. Дальнейшее повышение концентрации нагревом не только технически неудобно, но и связано с принципиальным затруднением, так как при повышении температуры быстро растет равновесная заселенность метастабильного уровня. Эта опасность особенно велика для низких метастабильных уровней, т. е. для переходов с высоким к. п. д.

Для большинства газоразрядных лазеров оптимальные условия достигаются при определенной энергии электронов, т. е. при определенной величине E/P. Для импульсных лазеров типичная величина E/P порядка 100 *в/см·тор*. Это означает, что для разрядной трубки длиной 1 *м* при атмосферном давлении рабочего газа напряжение питания должно быть порядка 8 *Мв*. Работа с такими напряжениями вряд ли практична. В известной мере выход из положения опять дает поперечный разряд. Применение поперечного разряда позволяет при тех же рабочих объемах и при умеренных напряжениях работать с более высоким давлением газа [33, 75, 86]. Это достигается благодаря небольшому расстоянию между электродами.

Необходимость повышения напряжений — не единственное препятствие к повышению давления. При повышении давления меняются свойства разряда, разряд шнурується, идет по стенкам. При атмосферном давлении разряд носит стримерный характер. Все это затрудняет получение однородной плазмы и ухудшает условия генерации. В настоящее время вопрос о свойствах плазмы разрядов при высоком давлении применительно к процессам создания инверсии практически совсем не изучен.

Нужно также отметить, что при давлениях порядка атмосферного вероятности переходов при столкновениях с тяжелыми частицами будут сравнимы с радиационными вероятностями. В связи с этим при повышении давления механизмы заселения уровней могут измениться, так как войдут в игру процессы столкновения с тяжелыми частицами. Нужно также учитывать и столкновительное уширение линий. Таким образом, продвижение в область высоких давлений связано с определенными трудностями и требует серьезного изучения.

Отметим, что в последнее время наметился некоторый прогресс в этом направлении. В работе [83] была получена сверхсветимость на полосе 3371 Å при давлении азота порядка атмосферного. Импульсная генерация большой пиковой мощности получена также при давлениях порядка атмосферного в системе с поперечным разрядом на колебательных переходах молекулы CO_2 [121,122].

9. ПУТИ ПЕРЕХОДА К НЕПРЕРЫВНОМУ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМУ ЛАЗЕРУ. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧАСТОТА ПОВТОРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Рассмотренные выше импульсные газовые лазеры представляют также большой интерес как возможный этап на пути создания непрерывно действующих эффективных столкновительных лазеров в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Действительно, для создания эффективного столкновительного лазера также весьма желательно иметь в качестве верхнего рабочего уровня эффективно заселяемый резонансный уровень. С другой стороны, поскольку релаксация нижнего лазерного уровня все равно должна осуществляться столкновениями с тяжелыми частицами, он может быть и метастабильным *). Таким образом, эффективный столкновительный лазер должен, по существу, базироваться на переходах того же типа, что и рассмотренные выше. Для превращения импульсного лазера на переходе с резонансного на метастабильный уровень в непрерывно действующий столкновительный нужно обеспечить необходимую скорость столкновительной релаксации нижнего уровня. Эффективные сечения разрушения уровней при столкновениях с тяжелыми частицами могут составить по порядку величины 10^{-16} *см*^{2}, а в особо благоприятных случаях 10^{-15} *см*^{2}. Это значит, что при концентрации тушащих частиц $3\cdot10^{16}$ *см*$^{-3}$ (что соответствует при обычной температуре давлению 1 *тор*) вероятность разрушения уровня будет порядка 10^5—10^6 *сек*$^{-1}$*тор*$^{-1}$. Как упоминалось выше, повышение рабочего давления связано с определенными трудностями. В настоящее время, по-видимому, можно определенно рассчитывать на давления тушащего газа порядка 10 *тор*, т. е. на скорости разрушения уровня порядка 10^6—10^7 *сек*$^{-1}$. Это означает, что в качестве рабочих переходов для непрерывного столкновительного лазера нужно выбирать переходы с относительно малой вероятностью перехода порядка 10^5—10^6 *сек*$^{-1}$ или меньше. Из переходов, упомянутых в табл. I, генерация на которых в импульсном режиме была получена экспериментально, вероятностями рабочих переходов порядка 10^6 *сек*$^{-1}$ обладают медь, марганец, гелий и ион кальция. Однако для всех этих переходов вероятность несколько больше 10^6. Так, для линий меди 5106 Å $A = 1{,}3\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$, 5782 Å $A = 2{,}7\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$. Для линий марганца 5470 Å $A = 1{,}7\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$, 5538 Å $A = 1{,}8\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$ [38]. Такого же порядка вероятности и для других переходов, упомянутых выше. Это значит, что осуществление непрерывной генерации на этих переходах в принципе возможно, но для этого нужно подобрать тушащий газ, обладающий большим сечением столкновений порядка 10^{-15} *см*^{2}, и работать при давлениях этого газа порядка десятков тор. Таким образом, возможность превращения известных лазеров на переходах с резонансного на метастабильный уровень в непрерывные в очень большой степени зависит от подбора тушащего газа. Необходимо, чтобы, селективно разрушая метастабильный уровень, он в то же время не разрушал заметно верхнего рабочего уровня и не приводил к заметному ухудшению накачки на верхний уровень за счет изменения условий в плазме. Большие сечения передачи энергии осуществляются только в резонансном процессе. Таким образом, тушащий атом или молекула должны обладать уровнем, близким по энергии к метастабильному уровню рабочего атома. С другой стороны, для обеспечения быстрой релаксации в основное состояние должны существовать промежуточные уровни, так как энергия метастабильного уровня обычно слишком велика (порядка 1 *эв*), чтобы ее можно было в один этап быстро передать на поступательные степени свободы. В качестве тушащих могут выступать

*) Отметим, что впервые столкновительное разрушение нижнего рабочего уровня было предложено Бутаевой и Фабрикантом [123].

и рабочие атомы или молекулы. В этом случае они должны обладать набором близко расположенных уровней для ступенчатой столкновительной передачи энергии с нижнего рабочего уровня в основное или в какое-то промежуточное состояние. В качестве атомов для осуществления столкновительного лазера предлагались марганец и лантан [2]. Импульсная генерация на многих переходах марганца, как упоминалось, была получена [25], но режим работы столкновительного лазера осуществлен не был.

Еще более подходящей структурой уровней для осуществления столкновительного лазера обладают молекулы. Наиболее близкой к идеальной системой, если рассматривать электронные переходы, была бы, по-видимому, система с рабочим переходом из резонансного электронного состояния на высокие колебательные уровни основного состояния. Как уже упоминалось, генерация на таком переходе может обладать высоким к. п. д. и большой мощностью, а инверсия может образоваться для молекул со сдвинутыми кривыми потенциальной энергии в результате действия принципа Франка — Кондона. Релаксация нижнего рабочего уровня в этом случае может происходить почти резонансным процессом, путем обмена энергией между соседними колебательными уровнями. Скорость такого процесса относительно велика [124]. Не исключено также, что часть колебательной энергии основного состояния удастся выводить в виде стимулированного излучения на колебательных переходах, так как известно, что в ряде молекул можно осуществить генерацию на колебательных переходах с большим к. п. д. и с накачкой на верхние рабочие уровни путем столкновений с колебательно возбужденными молекулами другого сорта. Так, например, если бы удалось получить непрерывную генерацию на переходах из какого-либо верхнего электронного состояния в основное электронное состояние молекулы азота, то значительную долю колебательной энергии азота можно было бы передать молекуле CO_2 и вывести в виде стимулированного излучения на переходах CO_2.

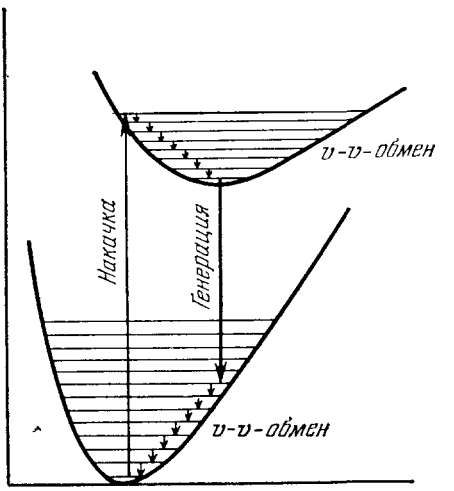

Рис. 6. Схема работы столкновительного лазера на электронных переходах молекулы с релаксацией по колебательным уровням.

Если удастся осуществить генерацию на электронных переходах молекул при достаточно больших давлениях рабочего или специально подобранного газа, то схема работы такого лазера приблизится к схеме работы четырехуровневого твердотельного лазера или лазера на красителях. При достаточной скорости столкновительного обмена между колебательными уровнями верхнего и нижнего рабочих состояний распределение заселенностей по колебательным уровням этих состояний будет приближаться к больцмановскому с определенной колебательной температурой верхнего и нижнего состояний. В этом случае для молекул со смещенными кривыми потенциальной энергии генерация будет наблюдаться с наибольшей вероятностью на переходе с нижнего колебательного уровня верхнего электронного состояния на слабо заселенные верхние колебательные уровни нижнего электронного состояния. Схема работы такого лазера показана на рис. 6.

Получение генерации в режиме столкновительного лазера в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра представляет чрезвычайно большой интерес. Мощность непрерывной генерации в таких системах определяется в основном скоростью релаксации нижнего уровня. Можно ожидать, что для столкновительных лазеров на электронных переходах удастся достичь той же скорости накачки на верхний уровень и той же скорости релаксации нижнего уровня, что и для лазера на CO_2. Это значит, что только из-за большей величины рабочего кванта можно получить примерно на порядок бо́льшую мощность с единицы объема, чем для лазера на CO_2. К. п. д. таких систем на электронных переходах может быть весьма высоким, даже если эти переходы оканчиваются на сравнительно высоких колебательных уровнях основного состояния. Использование же высоких колебательных уровней желательно, так как это позволит работать без заметного ухудшения инверсии при более высоких температурах газа. Таким образом, осуществление столкновительных лазеров на переходах из резонансного в основное состояние в молекулах обещает дать лазеры, работающие в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра в непрерывном режиме с высоким к.п.д. и с мощностью примерно на порядок большей, чем для лазера на CO_2.

Заметим, что задача создания коротковолновых столкновительных лазеров тесно связана с другой актуальной задачей — задачей повышения частоты повторения и средней мощности импульсных лазеров. Предельная частота повторения импульсов определяется временем, необходимым для восстановления условий, существовавших в момент начала предыдущего импульса. В частности, необходимо, чтобы к приходу следующего импульса возбуждения опустошился нижний рабочий уровень. Для систем с метастабильным нижним уровнем его релаксация определяется столкновениями с тяжелыми частицами или диффузией. Отличие от непрерывного столкновительного лазера состоит только в том, что процесс возбуждения электронами и процесс релаксации разделены во времени. Релаксация нижнего уровня происходит за время между импульсами. Лазеры, работающие по такой схеме, получили название «циклические лазеры» [8]. Именно они могут служить этапом на пути перехода к непрерывным столкновительным лазерам. С этой точки зрения очень важны исследования предельной частоты повторения импульсов и мощности генерации в зависимости от условий опыта, в частности от рода и давления газа, добавляемого для релаксации нижнего уровня. Такие исследования дают удобный метод поиска условий работы непрерывного столкновительного лазера. Кроме того, они, конечно, важны и сами по себе, особенно для практических приложений. До сих пор в этом направлении сделано очень мало. Специальные исследования предельной частоты повторения были выполнены пока только для генерации на переходах молекул азота [69,90,126] и CO [102,104]. Влияние добавок посторонних газов практически совсем не изучалось.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Импульсные газоразрядные лазеры обладают большими потенциальными возможностями для получения генерации в наиболее широкой области спектра с высоким к. п. д. и большой пиковой мощностью. Особые преимущества имеют переходы с резонансного уровня. Импульсная генерация на переходах с резонансного на метастабильный уровень, перспективная с точки зрения к. п. д. и мощности, получена на многих атомах и атомарных ионах. Дальнейшее развитие этих лазеров требует преодоления технических трудностей, связанных с необходимостью создания разрядных полостей, работающих при высокой температуре, и систем питания с мощ-

ными и короткими импульсами. На электронных переходах молекул пока получена только импульсная генерация на самых простых молекулах. Пиковая мощность на молекулярных переходах значительно больше, чем на атомных, хотя предельные скорости накачки и к. п. д. для них ниже. Это определяется применением поперечного разряда. Однако, по-видимому, еще не найдены молекулы и переходы с наилучшими параметрами. Наибольшие возможности здесь связаны с переходами из резонансного электронного состояния на верхние колебательные уровни основного.

Полученные до настоящего времени результаты еще далеки от предельно возможных и могут быть во многом значительно улучшены. В частности, пиковая мощность будет существенно повышена, если удастся заметно увеличить плотность рабочих частиц.

Наконец, импульсные газоразрядные лазеры представляют собой определенный этап на пути создания эффективных непрерывных столкновительных лазеров в видимой, ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Эти лазеры должны обладать высоким к. п. д. и давать с единицы объема мощность, примерно на порядок бóльшую, чем лазер на CO_2.

Примечание. После написания настоящего обзора в печати появились сообщения об экспериментальном осуществлении механизма образования инверсии, предложенного в работе [111] (см. обсуждение этого механизма на стр. 663—665). Получено стимулированное излучение на переходах из резонансных электронных состояний на высокие колебательные уровни основного электронного состояния молекул.

В работе [126] сообщается о получении стимулированного излучения на полосах Лаймана молекулы водорода (переходы с колебательных уровней $v' = 3$—7 резонансного состояния $B\,^1\Sigma_u^+$ на высокие колебательные уровни $v'' = 10$—13 основного электронного состояния молекулы). Стимулированное излучение наблюдалось на 10 линиях, принадлежащих P-ветвям, в области спектра 1581—1613 Å. Эксперимент проводился на установке с поперечным разрядом. Стимулированное излучение имело пиковую мощность 1,5 *квт* и длительность около 2 *нсек*.

В работе [127] также наблюдалось стимулированное излучение на 10 линиях в полосах Лаймана молекулы водорода в диапазоне 1567—1613 Å. Спектральный состав стимулированного излучения несколько отличался от наблюдавшегося в работе [126]. Использовалась система импульсного питания с токами в сотни килоампер и с фронтом импульса 2,5 *нсек* с поперечным разрядом и бегущей волной возбуждения. В этом случае пиковая мощность стимулированного излучения была порядка 100 *квт*, а длительность около 1 *нсек*. Как и в работе [33], стимулированное излучение в направлении распространения волны возбуждения существенно превышало по мощности излучение в обратном направлении. Это обстоятельство служит дополнительным подтверждением наличия в среде большого усиления.

В работе [128] кратко сообщается о том, что, кроме молекулы водорода, стимулированное излучение на полосах Лаймана получено также на молекулах параводорода, HD и D_2 в области спектра 1520—1615 Å. Это самые короткие длины волн, на которых до сих пор удалось получить стимулированное излучение. В той же работе наблюдалось стимулированное излучение на линиях R- и Q-ветвей 4-й положительной системы полос молекулы CO в области спектра 1800—2000 Å. Использование этих переходов было ранее предложено в работе [100].

Для ряда лазеров, обсуждавшихся в обзоре, достигнуто дальнейшее улучшение характеристик генерации. В работе [129] с помощью охлажде-

ния газа удалось заметно увеличить к. п. д. и поднять пиковую мощность генерации на первой положительной системе полос азота до 55 *квт*. В тех же условиях наблюдалась сверхсветимость на этих полосах со значительной пиковой мощностью. Применение трубок большего диаметра и охлаждения газа привело также к существенному увеличению пиковой мощности на полосах Ангстрема молекулы CO до 3 *квт* [130]. Мощность, полученная на этих полосах ранее, была около 20 *вт* [106].

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. R. Bennett, Appl. Optics, Suppl. on Chemical Lasers, 1965, p. 3 (см. перевод в сборнике «Газовые лазеры», М., «Мир», 1968, стр. 27).
2. G. Gould, Appl. Optics, Suppl. on Chemical Lasers, 1965, p. 59 (см. перевод в сборнике «Газовые лазеры», М., «Мир», 1968, стр. 137).
3. В. П. Тычинский, УФН **91**, 389 (1967).
4. Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, УФН **91**, 425 (1967).
5. C. K. N. Patel, Scient. American **219**(2), 24 (1968) (см. перевод: УФН **97**, 967 (1969)).
6. Г. Н. Рохлин, Газоразрядные источники света, М.—Л., «Энергия», 1966.
7. C. Kenty, J. Appl. Phys. **21**, 1309 (1950).
8. W. T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould, IEEE J. Quantum Electron. **QE-2**, 474 (1966).
9. E. T. Gerry, Appl. Phys. Lett. **7**, 6 (1965).
10. A. W. Ali, A. C. Kolb, A. D. Anderson, Appl. Optics **6**, 2115 (1967).
11. D. A. Leonard, IEEE J. Quantum Electron. **QE-3**, 133 (1967).
12. D. A. Leonard, IEEE J. Quantum Electron. **QE-3**, 380 (1967).
13. И. Н. Князев, Кандидатская диссертация (ФИАН, 1968 г.).
14. A. W. Ali, A. C. Kolb, Appl. Phys. Lett. **13**, 259 (1968).
15. А. А. Исаев, В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, Препринт ФИАН № 81 (1970).
16. A. W. Ali, Appl. Optics **8**, 993 (1969).
17. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, И. Н. Князев. Кр. сообщ. физ., № 1, 59 (1970).
18. И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
19. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш, Письма ЖЭТФ **10**, 188 (1969).
20. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш, Ж. прикл. спектр. **12**, 150 (1970).
21. W. T. Walter, M. Piltch, N. Solimene, G. Gould, Bull. Amer. Phys. Soc. **11**, 113 (1966).
22. W. T. Walter, Bull. Amer. Phys. Soc. **12**, 90 (1967).
23. J. F. Asmus, N. K. Moncur, Appl. Phys. Lett. **13**, 384 (1968).
24. W. T. Walter, IEEE J. Quantum Electron. **QE-4**, 355 (1968).
25. M. Piltch, W. T. Walter, N. Solimene, G. Gould, W. R. Bennett, Appl. Phys. Lett. **7**, 309 (1965).
26. А. А. Исаев, П. И. Ищенко, Г. Г. Петраш, Письма ЖЭТФ **6**, 619 (1967).
27. G. R. Fowles, W. T. Silfvast, Appl. Phys. Lett. **6**, 236 (1965).
28. W. T. Silfvast, J. S. Deech, Appl. Phys. Lett. **11**, 97 (1967).
29. J. S. Deech, J. B. Cole, J. H. Sanders, J. Phys. **B2**(1), 147 (1969).
30. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш, Письма ЖЭТФ **7**, 204 (1968).
31. J. S. Deech, J. H. Sanders, IEEE J. Quantum Electron. **QE-4**, 474 (1968).
32. M. Piltch, G. Gould, Rev. Sci. Instr. **37**, 925 (1966).
33. J. D. Shipman, Appl. Phys. Lett. **10**, 3 (1967) (см. перевод в сборнике «Газовые лазеры», М., «Мир», 1968, стр. 202).
34. Н. П. Пенкин, в сборнике «Спектроскопия газоразрядной плазмы», Л., «Наука», 1970, стр. 63.
35. A. Gallagher, A. Lurio, Phys. Rev. **A136**, 87 (1964).
36. Ю. В. Евдокимов, М. П. Чайка, В. А. Черенковский, Оптика и спектроскопия **27**, 184 (1969).
37. А. С. Насибов, А. А. Исаев, В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, ПТЭ, № 4, 232 (1967).
38. Ч. Корлисс, У. Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, М., «Мир», 1968.
39. D. Rosenberger, Phys. Lett. **13**, 228 (1964).
40. D. Rosenberger, Phys. Lett. **14**, 32 (1965).
41. D. M. Clunie, R. S. A. Thorn, K. E. Trezise, Phys. Lett. **14**, 28 (1965).

42. D. A. Leonard, R. A. Neal, E. T. Gerry, Appl. Phys. Lett. **7**, 175 (1965).
43. И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, Ж. прикл. спектр. **4**, 560 (1966).
44. D. A. Leonard. R. F. Caristi, Digest Techn. Papers 1968 Intern. Conference Quantum Electronics, Maiami, Florida, IEEE J. Quantum Electron. **QE-4**, 359 (1968).
45. D. A. Leonard, W. R. Zinky, Appl. Phys. Lett. **12**, 113 (1968).
46. D. A. Leonard, IEEE J. Quantum Electron. **QE-3**, 133 (1968).
47. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш, Электронная техника, сер. 3. Газоразрядные приборы, вып. 3, 17 (1967).
48. В. С. Егоров, Г. А. Плехотин, Оптика и спектроскопия **26**, 515 (1969).
49. А. А. Исаев, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **56**, 1132 (1969).
50. Ф. А. Королев, Г. В. Абросимов, А. И. Одинцов, В. П. Якунин, Оптика и спектроскопия **28**, 540 (1970).
51. G. Ericson, H. Lidholt, Ark. fys. **37**, 557 (1968).
52. В. А. Толкачев, Ж. прикл. спектр. 8, 746 (1968).
53. O. Andrade, M. Gallardo, K. Bockasten, Appl. Phys. Lett. **11**, 99 (1967).
54. В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, Ж. прикл. спектр. **12**, 540 (1970).
55. C. Douglas, J. Sinclair, J. Opt. Soc. Amer. **55**, 571 (1965).
56. W. R. Bennett, P. J. Kindlman, Phys. Rev. **149**, 38 (1966).
57. K. Bockasten, T. Lundholm, O. Andrade, Phys. Lett. **22**, 145 (1966).
58. A. D. Brisbane, Nature **214**, 75 (1967).
59. K. Bockasten, O. Andrade, Nature **215**, 382 (1967).
60. А. Н. Несмеянов, Давление пара химических элементов, М., Изд-во АН СССР, 1961.
61. Ph. Cahuzac, Phys. Lett. **A27**, 473 (1968).
62. Ph. Cahuzac, J. Brochard, J. de phys., Suppl. **30**, Cl-81 (1969).
63. G. R. Fowles, W. T. Silfvast, R. C. Jensen, IEEE J. Quantum Electron. **QE-1**, 183 (1965).
64. Э. К. Карабут, В. С. Михалевский, В. Ф. Папакин, М. Ф. Сом, ЖТФ **39**, 1923 (1969).
65. J. P. Goldsborough, Appl. Phys. Lett. **15**, 159 (1969).
66. L. E. S. Mathias, J. T. Parker, Appl. Phys. Lett. **3**, 16 (1963).
67. И. Н. Князев, Ж. прикл. спектр. **5**, 178 (1966).
68. O. Andrade, M. Gallardo, K. Bockasten, Appl. Optics **6**, 2006 (1967).
69. T. Kasuya, D. R. Lyde, Appl. Optics **6**, 69 (1967).
70. L. Allen, D. G. S. Jones, B. M. Sivaram, Phys. Lett. **A25**, 280 (1967).
71. M. Garavaglia, M. Gallardo, C. A. Massone, Phys. Lett. **A28**, 787 (1969).
72. C. A. Massone, M. Garavaglia, M. Gallardo, IEEE J. Quantum Electron. **QE-5**, 553 (1969).
73. А. Я. Смирнов, М. В. Дубовик, Ж. прикл. спектр. **10**, 155 (1969).
74. H. G. Heard, Nature **200**, 667 (1963).
75. D. A. Leonard, Appl. Phys. Lett. **7**, 4 (1965).
76. В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, Письма ЖЭТФ **3**, 88 (1966).
77. E. T. Gerry, Space Aeronautics **46**, 92 (1966).
78. J. Wilson, Appl. Phys. Lett. **8**, 159 (1966).
79. D. A. Leonard, Laser Focus **3**, 26 (1967).
80. R. Der Agobian, Compt. Rend. **263**, 1064 (1966).
81. В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, Электронная техника, сер. 3. Газоразрядные приборы, вып. 2, 9 (1967).
82. M. Geller, D. E. Altman, T. A. De Temple, Appl. Phys. Lett. **11**, 221 (1967).
83. A. Svedberg, L. Hogberg, R. Nilsson, Appl. Phys. Lett. **12**, 102 (1968).
84. В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **54**, 1051 (1968).
85. M. Geller, D. E. Altman, T. A. De Temple, J. Appl. Phys. **37**, 3639 (1966).
86. M. Geller, D. E. Altman, T. A. De Temple, Appl. Optics **7**, 2232 (1968).
87. J. H. Parks, D. Ramachandra Rao, A. Javan, Appl. Phys. Lett. **13**, 142 (1968).
88. M. Gallardo, C. A. Massone, M. Garavaglia, Appl. Optics **7**, 2418 (1968).
89. М. А. Касымджанов, Вестн. МГУ (Физика и астрономия) **11**, 83 (1970).
90. В. А. Бурмакин, А. А. Дорошкин, Г. Г. Петраш, Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ, вып. 2, 142 (1970).
91. R. A. Mc. Farlane, Phys. Rev. **A140**, 1070 (1965).
92. R. A. McFarlane, Digest Techn. Papers 1966 Intern. Conference Quantum Electronics, Phoenix, Arizona, IEEE J. Quantum Electron. **QE-2** (4), 26 (1968).

93. R. A. McFarlane, Phys. Rev. **146**, 37 (1966).
94. П. А. Бажулин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **47**, 1590 (1964).
95. П. А. Бажулин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **49**, 16 (1965).
96. R. A. McFarlane, Physics of Quantum Electronics, Conference, Puerto-Rico, McGraw-Hill, New York, 1965, p. 655.
97. И. Н. Князев, Ж. прикл. спектр. **3**, 510 (1965).
98. K. Bockasten, T. Lindholm, O. Andrade, J. Opt. Soc. Amer. **56**, 1260 (1966).
99. R. M. Pixton, G. R. Fowles, IEEE J. Quantum Electron. **QE-5**, 478 (1969)
100. Г. Г. Петраш, Ж. прикл. спектр. **4**, 395 (1966).
101. L. E. S. Mathias, J. T. Parker, Phys. Lett. **7**, 194 (1963).
102. H. G. Copper, P. K. Cheo, Appl. Phys. Lett. **5**, 42 (1964).
103. H. G. Cooper, P. K. Cheo, Appl. Phys. Lett. **5**, 44 (1964).
104. H. G. Cooper, P. K. Cheo, Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 500 (1964).
105. A. Henry, G. Arya, L. Henry, Compt. Rend. **261**, 1495 (1965).
106. М. Д. Баранов, В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **57**, 375 (1969).
107. M. Huber, Phys. Lett. **12**, 102 (1964).
108. Ch. Jungen, E. Mischcher, R. Suter, Phys. Lett. **21**, 36 (1966).
109. А. А. Подминогин, Газоразрядные приборы (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по электронной технике, 1970), вып. 2 (18), М., Ин-т «Электроника», 1970, стр. 42.
110. R. N. Zare, E. O. Larsson, R. A. Berg, J. Mol. Spectr. **15**, 117 (1965).
111. П. А. Бажулин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, ЖЭТФ **48**, 975 (1965).
112. A. W. Ali, A. C. Kolb, Appl. Phys. Lett. **13**, 259 (1968).
113. J. E. Hesser, J. Chem. Phys. **48**, 2518 (1968).
114. R. W. Nicholls, J. Chem. Phys. **38**, 1029 (1963).
115. R. N. Zare, J. Chem. Phys. **40**, 1934 (1964).
116. L. Brewer, R. A. Berg, G. M. Rosenblatt, J. Chem. Phys. **38**, 1381 (1963).
117. Р. Вуд, Физическая оптика, М.—Л., ОНТИ, 1936.
118. П. Прингсгейм, Флюоресценция и фосфоресценция, М., ИЛ, 1951.
119. R. L. Brown, W. Klemperer, J. Chem. Phys. **41**, 3072 (1964).
120. W. R. Bennett, Appl. Optics, Suppl. No. 1 on Optical Masers, 1962, p. 24 (см. перевод: УФН **81**, 119 (1963)).
121. Laser Focus **6**, 14 (1970).
122. A. J. Beaulieu, Appl. Phys. Lett. **16**, 504 (1970).
123. Ф. А. Бутаева, В. А. Фабрикант, в сборнике «Исследования по экспериментальной и теоретической физике. Памяти Г. С. Ландсберга», М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 62.
124. L. O. Hocker, M. A. Kovacs, C. K. Rhodes, G. W. Flynn, A. Javan, Phys. Rev. Lett. **17**, 233 (1966).
125. А. А. Дорошкин, Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ, вып. 9, 127 (1970).
126. R. T. Hodgson, Phys. Rev. Lett. **25**, 494 (1970).
127. R. W. Waynant, J. D. Shipman, R. C. Elton, A. W. Ali, Appl. Phys. Lett. **17**, 383 (1970).
128. R. T. Hodgson, Bull. Amer. Phys. Soc. **16**, 42 (1971).
129. В. М. Каслин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш, Кр. сообщ. физ., № 1, 51 (1971).
130. В. М. Каслин, Г. Г. Петраш, В. А. Яковлев, Кр. сообщ. физ., № 7, 23 (1971).