

УДК 621.378.33

Н. Г. БАСОВ, В. С. ЗУЕВ, Л. Д. МИХЕЕВ и Ю. Ю. СТОЙЛОВ

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С НЕКОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ
НАКАЧКОЙ

Разработка и исследование мощных газовых лазеров, особенно видимого и УФ-диапазонов, являются одним из наиболее бурно развивающихся направлений квантовой электроники. Это обусловлено той большой ролью, которая отводится в настоящее время мощным квантовым генераторам в решении широкого круга практических и научных задач.

Получение больших энергий потребовало перехода к большим объемам и высоким плотностям активной газовой среды, что в свою очередь привело к необходимости разработки новых способов накачки, обеспечивающих высокий уровень мощности возбуждения таких сред. Из трех хорошо известных в настоящее время способов возбуждения плотных газов — оптического, электроионизационного и электронным пучком — первым был предложен и реализован оптический метод возбуждения с помощью некогерентного излучения. В качестве такого метода накачки в 1961 г. Раутаном и Собельманом рассматривалась фотодиссоциация молекул [1]. В 1964—1965 гг. у нас и за рубежом были созданы первые фотодиссоциационные лазеры на атомах иода [2, 3], послужившие прототипом известных в настоящее время крупных установок, построенных в СССР, ФРГ и США (табл. 1).

В результате дальнейшего развития метода оптической накачки был создан целый класс лазеров, излучающих от ИК- до УФ-диапазона. Прежде чем перейти к рассмотрению этих систем, необходимо заметить, что под оптической накачкой в настоящее время понимают возбуждение газов как когерентными источниками света (лазерами), так и некогерентными (лампами, в том числе эксимерными, открытым сильноточным разрядом).

Таблица 1

Страна	Выходные параметры лазера			Источник накачки	Ссылка
	длительность импульса	энергия в импульсе, Дж	Полный КПД, %		
СССР	1 нс 60 мкс	300 1100	0,15 1	Открытый сильноточный разряд	[4]
СССР	1,5 нс 70 мкс	500 3000	— 0,5	То же	[5]
ФРГ	0,28 нс 15 мкс	300 1200	0,1 0,6	Импульсные лампы	[6]
США	0,2 нс	200 (проектное значение)	—	То же	[7]

Таблица 2

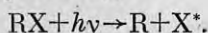
Переход	Длина волны излучения, нм	Энергия генерации, Дж	Исходные молекулы (АВ)	Область накачки, нм	Ссылка
$\text{Br}(^2P_{1/2}-^2P_{3/2})$	2740	0,004	CF_3Br , IBr	УФ, видимая	[10-12]
$\text{CN}(A\ ^2\Pi-X\ ^2\Sigma^+)$	1000-2000	0,7	BrCN , CF_3CN , $\text{C}_2\text{F}_5\text{CN}$, $\text{C}_3\text{F}_7\text{CN}$, $\text{C}_4\text{F}_8(\text{CN})_2$, CH_3NC , $(\text{CN})_2$, HCN	ВУФ	[13, 14]
$\text{HgBr}(B\ ^2\Sigma^+-X\ ^2\Sigma^+)$	502	—	HgBr_2	УФ	[15]
$\text{XeF}(B\ ^2\Sigma^+-X\ ^2\Sigma^+)$	351	0,15	} XeF_2	ВУФ	[16]
$\text{XeF}(C\ ^2\Pi_{3/2}-A\ ^2\Pi_{3/2})$	480	0,03			[17]

Когерентная накачка преследует цель преобразования спектральных или временных характеристик излучения первичного лазера и представляет собой самостоятельную задачу, связанную с применением лазеров. В настоящем обзоре рассматривается оптическая накачка только с помощью некогерентных источников света.

Открытый сильноточный разряд инициируется непосредственно в рабочей смеси лазера, в простейшем случае электрическим взрывом тонких металлических проволочек *. При разряде образуется столб плазмы правильной цилиндрической формы, расширяющийся со скоростью $1-2\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. При токах в сотни килоампер такой разряд излучает как черное тело с температурой $30-40$ тыс. град [9]. Инверсия образуется в слое невозмущенного газа, прилегающем к разряду. Важным преимуществом открытого разряда перед лампами является отсутствие кварцевой стенки, разделяющей источник накачки и активную среду лазера. Это, с одной стороны, удешевляет конструкцию лазера, а с другой — позволяет существенно увеличить мощность накачки за счет повышения электрической мощности, вводимой в разряд, и использовать для накачки ВУФ-часть излучения.

Рассматриваемые способы возбуждения лазерной генерации основаны на использовании молекулярного поглощения газов на связанно-свободных, связанно-связанных или свободно-связанных переходах. В первом случае инверсия возникает в системе уровней возбужденных продуктов, образующихся либо при фотодиссоциации, либо в результате вторичных химических реакций. При поглощении на связанно-связанных или свободно-связанных переходах в генерации участвуют непосредственно поглощающие молекулы, заранее присутствующие в рабочей смеси или образующиеся при фотодиссоциации, хотя в принципе можно использовать также вторичные реакции этих молекул.

В табл. 2 представлены лазерные переходы, инверсия на которых образуется в первичном акте фотодиссоциации, аналогично тому, как это происходит в лазере на атомарном поде:



Среди приведенных в табл. 2 соединений, образующих возбужденные продукты, следует особо отметить XeF_2 , который отличается уникально широким континуумом поглощения, ответственным за возбуждение молекул XeF в состояние $B^2\Sigma_{1/2}^+$. Образование XeF в этом состоянии наблюдалось

* В принципе могут быть предложены другие способы инициирования, например коллективный разряд [8], облегчающий осуществление импульсно-периодического режима работы такого источника.

Таблица 3

Переход	λ , нм	Энергия генерации, Дж	Механизм накачки	Ссылка
$S_2 (b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$	4100	0,02	$\text{COS} + h\nu (\lambda \approx 225 \text{ нм}) \rightarrow \text{CO} + \text{S} (^1D)$ $\text{S} (^1D) + \text{COS} \rightarrow \text{CO} + \text{S}_2 (^1\Delta_g, ^1\Sigma_g^+)$	[23]
$\text{XeO} (2^1\Sigma^+ - 1^1\Sigma^+)$	538	2,2	$\text{N}_2\text{O} + h\nu (\lambda \approx 140 \text{ нм}) \rightarrow \text{N}_2 + \text{O} (^1S)$ $\text{O} (^1S) + \text{Xe} + \text{M} \rightarrow \text{XeO} (2^1\Sigma^+) + \text{M}$	[24, 25]

при фотодиссоциации XeF_2 в спектральной области от 123 до 185 нм [18]. При такой ширине спектра накачки можно ожидать полной эффективности лазера на уровне нескольких процентов. Однако в случае перехода $B-X$ КПД может быть ограничен скоростью расселения основного состояния, характеризующегося слабой ковалентной связью с энергией около 1200 см^{-1} [19]. Расселение нижних лазерных уровней происходит главным образом за счет диссоциации молекул. По последним данным скорость этой диссоциации в условиях накачки электронным пучком и электроионизационным способом оказывается недостаточной для реализации предельных значений КПД [20]. Вопрос о предельно достижимом КПД на переходе $B-X$ при оптической накачке остается пока открытым.

Этой трудности не существует при использовании перехода $C-A$, поскольку A -состояние является чисто отталкивательным. Состояние C лежит на $\sim 700 \text{ см}^{-1}$ ниже состояния B [21] и эффективно заселяется в процессе столкновительной релаксации последнего. Необходимо заметить, что лазер на переходе $C-A$ является первым фотодиссоционным лазером на связанно-свободном переходе.

В настоящее время ведется работа по исследованию предельных энергетических характеристик лазеров, накачиваемых прямым фотолитическим способом, особенно лазеров видимого и ближнего УФ-диапазонов. Представляет интерес также поиск новых веществ, способных эффективно образовывать в первичных фотопроцессах инверсно заселенные продукты.

Однако даже при высоком квантовом выходе возбужденных продуктов и наличии инверсии оказывается не всегда возможно получить лазерную генерацию при возбуждении в первичных фотопроцессах. Причиной является, как правило, их высокая физико-химическая активность. С другой стороны, это свойство образующихся продуктов может быть использовано для получения электронного возбуждения во вторичных физико-химических процессах [22].

Впервые этот принцип накачки был осуществлен в лазере на электронном переходе молекулы S_2 и впоследствии на молекуле XeO (табл. 3). Из них лазер на XeO является наиболее изученной и перспективной системой. Остановимся на этой системе более подробно.

Молекула XeO относится к эксимерам, хотя лазерный переход является связанно-связанным (рис. 1). Излучение лежит в зеленой области спектра, имеющей большое практическое значение. Особенностью системы является то, что в верхнем состоянии энергия молекулярной связи составляет всего $\sim 500 \text{ см}^{-1}$. Это обстоятельство вынуждает охлаждать рабочую смесь до $\sim 160 \text{ К}$. Но даже в этих условиях при концентрации Xe 1 Амага и при установившемся химическом равновесии в связанном состоянии находится всего лишь 10% атомов кислорода. Кроме того, возбужденные атомы кислорода подвержены сильному тушению исходным веществом N_2O , вследствие чего равновесная концентрация атомов кислорода уменьшается более чем на порядок [24]. Тем не менее экспериментально установлено, что

свыше 35% возбужденных атомов кислорода, образующихся в процессе накачки, индуцированно излучают через связанное состояние, т. е. процессы тушения подавляются за счет индуцированных переходов. Это оказывается возможным благодаря высокой скорости релаксации молекул в нижнем электронном состоянии $1^1\Sigma^+$ и высокой скорости рекомбинации атомов кислорода и ксенона. Однако пока остается неясным, какой из двух возможных процессов релаксации является определяющим: колебательная релаксация или переход в основное отталкивательное состояние, потенциальная кривая которого пересекает состояние $1^1\Sigma^+$.

Приведенное в таблице значение энергии генерации было получено при неполностью открытой апертуре лазера и сравнительно больших внутрен-

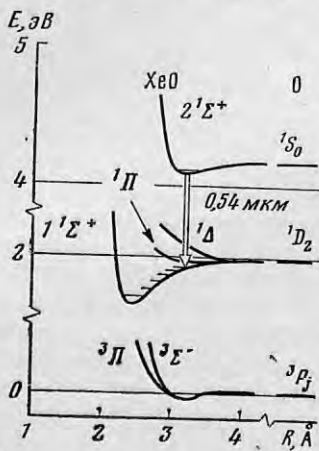


Рис. 1

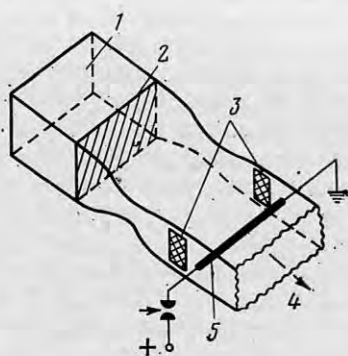


Рис. 2

Рис. 1. Потенциальные кривые нижних электронных состояний XeO

Рис. 2. Схема XeO-лазера с газодинамическим охлаждением рабочей смеси: 1 — камера высокого давления, 2 — мембрана или клапан, 3 — окна или зеркала оптического резонатора, 4 — выход в камеру низкого давления, 5 — разряд

них потерях на оптических неоднородностях, возникающих при охлаждении и обусловленных несовершенством конструкции рабочей камеры.

Как показывают расчеты, при более однородном стационарном охлаждении или охлаждении при сверхзвуковом истечении смеси через сопло (рис. 2) со всего объема лазера при той же накачке можно снять 40—50 Дж при техническом КПД лазера 0,1%. При газодинамическом охлаждении представляется возможным осуществить импульсно-периодический режим работы такого лазера с регенерацией рабочей смеси. В подобной схеме можно использовать изотопически чистый Xe, обещающий увеличение КПД лазера в 2—3 раза.

Дело в том, что использующийся в настоящее время природный ксенон представляет собой смесь шести изотопов, из которых содержание наиболее распространенного ^{132}Xe составляет 27%. Это приводит к изотопному расщеплению вращательных компонентов рабочего перехода и уменьшению коэффициента усиления на отдельном вращательном компоненте. Ожидаемое увеличение КПД при использовании чистого изотопа ксенона объясняется снижением порога генерации и более эффективным подавлением процессов тушения за счет индуцированных переходов.

В режиме регенерации рабочей смеси в полузакнутом цикле, когда расходуется лишь закись азота, удельная энергия генерации составит 200—300 Дж на грамм N_2O . Для реализации импульсно-периодического

Таблица 4

Молекула (переход)	Длина волны излучения, нм	Энергия генерации, Дж	Область накачки	Ссылка
NO ($C^2\Pi-A^2\Sigma^+$)	1200	—	} ВУФ	[26]
NO ($D^2\Sigma^+-A^2\Sigma^+$)	1100	—		
I ₂ ($^3\Pi_{2g}-^3\Pi_{2u}$)	342	13	УФ	[27-29]
Красители (S_0-S_1)	250-550	—	УФ	[30-32]
Хе ₂ , Кг ₂ ... ($^1,^3\Sigma_u^+-^1\Sigma_g^+$)	ВУФ	—	ВУФ	[33]

режима работы лазера требуется применение других способов иницирования сильноточного разряда, к числу которых относится, например, уломи-навшийся выше коллективный источник.

Если при фотолитических способах накачки используются молекулярные континуумы поглощения, обусловленные связанно-свободными переходами, то при оптическом возбуждении на связанно-связанных переходах накачка осуществляется в полосатых электронно-колебательных спектрах поглощения. Поскольку скорость возбуждения молекул определяется шириной спектра накачки, зависящей от плотности расположения вращательной и колебательной структур, очевидно, что наибольший интерес для рассматриваемого способа возбуждения представляют многоатомные молекулы, обладающие большим числом внутренних степеней свободы, а также молекулы, состоящие из тяжелых атомов. Если спектр накачки имеет дискретный характер с неперекрывающимися компонентами вращательной структуры, то он может быть дополнительно уширен давлением буферного газа или за счет земановского расщепления спектральных линий в магнитном поле, если хотя бы одно из состояний, участвующих в поглощении света накачки, парамагнитно.

Лазер на NO (табл. 4) обладает чрезвычайно низкой эффективностью из-за бедного спектра накачки и наличия очень сильного тушения верхних состояний. Более интересным является молекулярный иод, излучающий в УФ-области спектра. Работа лазера может быть описана четырехуровневой схемой. При поглощении света накачки молекулы возбуждаются в состояние $^1\Sigma_u^+$ (рис. 3), откуда в результате столкновительной релаксации переходят в состояние $^3\Pi_{2g}$ и излучают в области 342 нм на переходе в состояние $^3\Pi_{2u}$. Радиационное время жизни верхнего состояния ~ 7 нс.

Лазер работает в квазинепрерывном режиме. Длительность лазерной генерации составляет ~ 10 мкс. Квазинепрерывность генерации обеспечивается высокой скоростью колебательной релаксации в состоянии $^3\Pi_{2u}$ (величина колебательного кванта составляет около 100 см^{-1}). Однако такую длительность генерации нельзя объяснить, если дополнительно не привлечь к рассмотрению процесс диссоциации из $^3\Pi_{2u}$ -состояния (глубина потенциальной ямы 2350 см^{-1}) и (или) релаксацию в основное состояние молекулы. Действительно, как показывают простые оценки без учета этих процессов, вследствие заполнения потенциальной ямы A' -состояния время существования инверсии между колебательными уровнями $v''=13, 14, 15$ A' -состояния и $v'=0, 1, 2$, D' -состояния, между которыми происходит генерация, составляет $\tau \exp\left(-\frac{v''h\nu}{kT}\right) \approx 10^{-6} \text{ с}$, где τ — радиационное время жизни D' -состояния, $h\nu$ — колебательный квант A' -состояния. Эта величина на порядок меньше наблюдаемой длительности генерации и тре-

бует рассмотрения указанных выше механизмов рассеяния нижнего лазерного состояния.

Для спектра накачки молекулярного иода в области 180—210 нм характерна сравнительно высокая плотность колебательно-вращательной структуры, что объясняется большой массой составляющих ее атомов. Кроме того, вследствие сильного различия равновесных межъядерных расстояний X - и D -состояний при поглощении света накачки молекула попадает на крутой участок потенциальной кривой верхнего состояния, соответствующий высоким значениям колебательного числа ($\nu' = 98, \dots$,

Рис. 3. Потенциальные кривые электронных состояний I_2 : 1 — накачка, 2 — лазерное излучение

Рис. 4. Потенциальные кривые нижних электронных состояний Xe_2

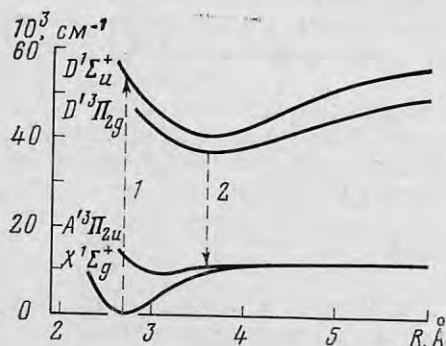


Рис. 3

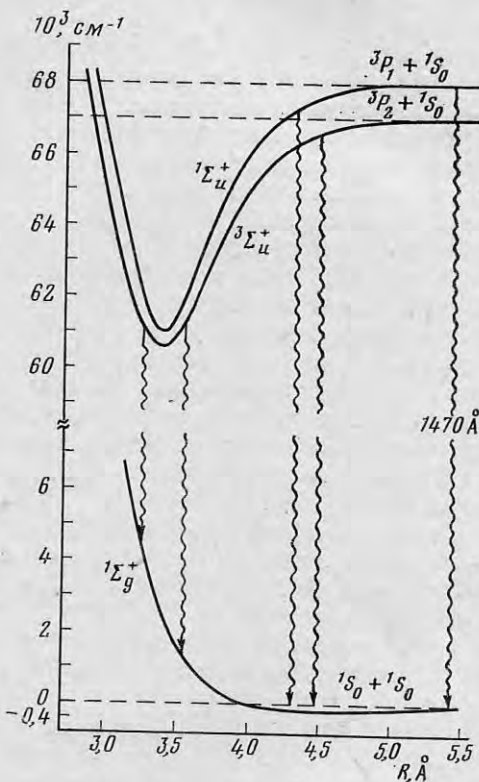


Рис. 4

259). Согласно принципу Франка — Кондона, в спектре поглощения следует ожидать большого числа близко расположенных колебательных полос, образующих почти непрерывный спектр. Грубый расчет спектра поглощения на переходе $X \rightarrow D$ показывает, что среднее расстояние между отдельными вращательными линиями составляет $\sim 0,2 \text{ см}^{-1}$ и может быть легко перекрыто за счет ударного уширения линий при давлении буфера 2—3 атм.

Оценки технического КПД иодного лазера с учетом квантового выхода люминесценции, равного приблизительно 5% [27], дают значение 0,1%. Эта величина может оказаться существенно больше, если отличие квантового выхода люминесценции от 100% обусловлено распадом D' -состояния по другим каналам. В настоящее время технический КПД 0,1% уже реализован практически при накачке открытым сильноточным разрядом в смеси $I_2 : CF_4 = 1 : 400$ при давлении 3 атм. По данным работы [34] из всех изученных газов CF_4 обеспечивает наибольшую скорость релаксации

между состояниями D и D' молекулы I_2 . Для обеспечения необходимой упругости пара молекулярного пода лазерная камера нагревалась до $70-80^\circ\text{C}$.

Поскольку накачка I_2 -лазера осуществляется в кварцевой области спектра, оказывается возможным возбуждение лазера с помощью кварцевых ламп, причем не только в однократном, но и в импульсно-периодическом режиме без смены рабочего вещества. В настоящее время реализован режим с частотой повторения импульсов $1/2$ Гц и энергией в импульсе порядка 10 мДж [28] и продемонстрирована таким образом возможность создания отпаянного варианта лазера. Для получения в импульсно-периодическом режиме энергий на уровне 10 и более Дж целесообразно, по-видимому, как и в случае ХеО-лазера, применять открытый сильноточный разряд с частичной или полной сменой рабочего вещества в камере после каждого импульса генерации.

Очень важным классом соединений, позволяющим в принципе приблизиться к предельным значениям КПД газовых лазеров с оптической накачкой на связанно-связанных переходах, являются красители. Перспективность использования красителей в газовой фазе в качестве активных лазеров с некогерентной оптической накачкой связана с целым рядом их особенностей. К ним в первую очередь следует отнести большую ширину спектра накачки (порядка 10^4 см $^{-1}$), незначительные потери энергии кванта (в среднем $\sim 20\%$) за счет стока сдвига излучения, возможность перестройки частоты генерации. Технически осуществимы накачка паров красителей открытым сильноточным разрядом и прокачка рабочей смеси через лазерную кювету для реализации импульсно-периодического режима. При использовании открытого сильноточного разряда удельный энергосъем в генерацию может достигать $0,5$ Дж·см $^{-3}$ при техническом КПД лазера на уровне $5-10\%$.

Однако в настоящее время лазерная генерация на парах красителей реализована лишь при когерентной накачке. Генерация в газовой фазе наблюдалась на 25 соединениях. Для получения нужного давления паров красители нагревают до $250-350^\circ\text{C}$. Трудность перехода к накачке тепловыми источниками света заключается в преодолении наведенных потерь, обусловленных поглощением из возбужденного синглетного и триплетного состояний.

Приведенные в табл. 4 димеры благородных газов служат примером возможности осуществления накачки на свободно-связанном переходе. Предложение использовать такие системы для получения лазерной генерации при некогерентной оптической накачке было опубликовано в 1970 г., еще до появления первых сообщений о наблюдении лазерной генерации на указанном переходе в чистых благородных газах при электронной накачке.

Возбужденные димеры в состоянии $1,3\Sigma^+_u$ образуются при поглощении света накачки двумя невозбужденными атомами, находящимися в состоянии столкновения (рис. 4). Для димеров, состоящих из одинаковых атомов, характерна квадратичная зависимость коэффициента поглощения от давления. Поэтому ширина спектра поглощения довольно значительна уже при давлении в несколько сот мм рт. ст. Как показывают оценки, яркости, например, открытого сильноточного разряда вполне достаточно для получения лазерной генерации на рассматриваемом переходе. Однако недостатком такого источника является наличие прослойки ударно сжатого газа, которую гонит перед собой столб расширяющейся плазмы. Если разряд осуществляется непосредственно в ксеноне, то прослойка экранирует излучение накачки и препятствует возникновению генерации в невозмущенном слое. Таким образом, для реализации этого предложения требует-

ся разработка других источников накачки, свободных от этого недостатка.

В заключение подчеркнем основные особенности метода оптической накачки, позволяющие отнести его к числу наиболее перспективных способов возбуждения газовых сред. Прежде всего необходимо отметить, что созданный в настоящее время класс оптически возбуждаемых газов лазеров на электронных переходах на практике продемонстрировал принципиальную возможность перекрыть с помощью таких лазеров диапазон от ИК- до УФ-области спектра. Технический КПД лазеров в пересчете на энергию, запаасаемую в конденсаторной батарее, может в ряде случаев достигать одного или более процентов. Возможен импульсно-периодический режим работы лазеров на основе новых разрабатываемых в настоящее время способов инициирования открытого сильноточного разряда как с прокачкой рабочего вещества, так и отпаянный вариант, как в случае I_2 -лазера. Осуществлена лазерная генерация на молекулярных связанно-связанных и связанно-свободных переходах, что дает возможность частотной перестройки лазеров. В видимом и УФ-диапазонах осуществляется выход на уровень энергии генерации свыше 10 Дж.

Необходимо отметить также такие важные преимущества оптической накачки перед электронной, как простота конструкции и отсутствие поглощения в видимой области спектра на двухатомных ионах благородных газов, которое существенно ограничивает возможности метода электронной накачки плотных газов.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Литература

1. Раутиан С. Г., Собельман И. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 41, 2018 (1961).
2. Kasper J. V. V., Pimental G. C., Appl. Phys. Letts., 5, 331 (1964).
3. Андреева Т. Л., Дудкин В. А., Малышев В. И. и др., Ж. эксперим. и теор. физ., 49, 1408 (1965).
4. Басов Н. Г., Зуев В. С., Кагулин В. А. и др., Квантовая электроника, 6, 311 (1979).
5. Белоцерковец А. В., Гайдаш В. А., Кириллов Г. А. и др., Письма в ЖТФ, 5, 204 (1979).
6. PLF Jahresbericht, Garching, 1978.
7. Palmer R. E., Padrick T. D., Palmer M. A., Opt. and Quantum Electr., 11, 61 (1979).
8. Александров В. Я., Белосеев В. П., Ж. прикл. спектроскопии, 26, 365 (1977).
9. Борович Б. Л., Зуев В. С., Кагулин В. А. и др., Сб. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 15, Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой, ВИНТИ, М., 1978.
10. Campbell J. D., Kasper J. V. V., Chem. Phys. Letts., 10, 436 (1971).
11. Дудкин В. А., Клязев И. Н., Малышев В. И., Краткие сообщ. по физике, ФИАН, № 5, 32 (1970).
12. Giuliano C. R., Hess L. D., IEEE J., QE-6, 186 (1970).
13. West G., A., Berry M. J., J. Chem. Phys., 61, 4700 (1974).
14. Бабошин В. Н., Добычин С. Л., Зуев В. С. и др., Квантовая электроника, 4, 2057 (1977).
15. Бажулин С. П., Басов Н. Г., Зуев В. С., Леонов Ю. С., Квантовая электроника, 5, 684 (1978).
16. Басов Н. Г., Зуев В. С., Михеев Л. Д. и др., Квантовая электроника, 4, 2453 (1977).
17. Басов Н. Г., Зуев В. С., Канаев А. В. и др., Квантовая электроника, 6, 1074 (1979).
18. Brashears H. C. Jr., Setser D. W., Desmarteau D., Chem. Phys. Letts., 48, 84 (1977).
19. Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б., Тез. докл. II Всесоюз. семинара по физическим процессам в газовых ОКГ, Ужгород, 1978, с. 107.
20. Hsia J. C., Mangano J. A., Jacob J. H., Rokni M., Appl. Phys. Letts., 34, 208 (1979).
21. Kligler D., Nakano H. H., Huestis D. L. et al., Appl. Phys. Letts., 33, 39 (1978).
22. Basov N. G., Zuev V. S., Nuovo Cimento, 31B, 129 (1976).
23. Зуев В. С., Михеев Л. Д., Яловой В. И., Квантовая электроника, 2, 799 (1975).
24. Дацкевич И. С., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Погорельский И. В., Квантовая электроника, 5, 1456 (1978).
25. Зуев В. С., Михеев Л. Д., Погорельский И. В., Квантовая электроника, 6, 1513 (1979).

26. Lin M. C., IEEE J., QE-10, 516 (1976).
 27. Басов Н. Г., Дацкевич П. С., Зуев В. С. и др., Квантовая электроника, 4, 638 (1977).
 28. Mikheev L. D., Shirokikh A. P., Startsev A. V., Zuev V. S., Opt. Commun., 26, 237 (1978).
 29. Зуев В. С., Михеев Л. Д., Старцев А. В., Широких А. П., Квантовая электроника, 6, 2033 (1979).
 30. Зуев В. С., Стойлов Ю. Ю., Трусов К. К., Ж. прикл. спектроскопии, 23, 1003 (1975).
 31. Зуев В. С., Стойлов Ю. Ю., Трусов К. К., Квантовая электроника, 4, 443 (1977).
 32. Zuev V. S., Logunov O. A., Savinov Yu. V. et al., Appl. Phys., 17, 321 (1978).
 33. Борович Б. Л., Зуев В. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 58, 1794 (1970).
 34. Cleave A. B., Metcalfe M., Chem. Phys., 20, 233 (1977).
-