

ЭФФЕКТИВНЫЙ КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫЙ ЛАЗЕР ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПЕРВОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ АЗОТА

*Н.Г.Басов, А.Ю.Александров, В.А.Данилычев, В.А.Долгих, О.М.Керимов,
Ю.Ф.Мызников, И.Г.Рудой, А.Ю.Самарин, А.М.Сорока*

Экспериментально обнаружено, что скорость расселения молекулами водорода B -состояния иона N_2^+ не менее, чем на два порядка меньше скорости дезактивации X -состояния. Это позволило создать мощный квазинепрерывный лазер ближнего УФ ($\lambda = 391$ нм) и видимого ($\lambda = 428$ нм) диапазона с КПД до 2% при возбуждении электронным пучком смеси $He/N_2/N_2$ высокого давления. При электроионизационном способе накачки активной среды наблюдалось увеличение энергии генерации.

Решение проблемы быстрого селективного расселения нижнего лазерного состояния при генерации на оптически разрешенных связанно-связанных переходах открывает возможность получения эффективной квазинепрерывной генерации в видимом и УФ диапазонах спектра. Так, в ¹ за счет селективного тушения резонансных $3s$ состояний Ne впервые создан мощный эффективный лазер в желто-красной области спектра уже при удельной мощности накачки $\cong 10 \div 10^2$ Вт/см³. В этой же работе отмечалось, что быстрое расселение нижних лазерных уровней возможно и в других процессах, происходящих с кулоновскими сечениями. С этой точки зрения представляют интерес лазеры на разрешенных ионных переходах, в частности, на $B-X$ переходах иона N_2^+ , поскольку эффективность заселения верхнего лазерного уровня $B^2 \Sigma_{uv}^+$ высока ². Самоограниченная генерация на первой отрицательной системе азота при накачке смеси He/N_2 высокого давления мощным электронным пучком была получена в ^{2,3}.

Меньшие на два – три порядка, по сравнению с атомарными, сечения индуцированных переходов в молекулах обуславливают, помимо быстроты и селективности, дополнительное требование к "тушащему" процессу. Необходимо, чтобы образующиеся в результате расселения $N_2^+(X)$ молекулярные ионы не поглощали лазерное излучение. Перспективным представляется водород, поскольку ион N_2H^+ , образующийся в процессе с переходом тяжелой частицы $N_2^+(X) + H_2 \rightarrow N_2H^+ + H$, не поглощает излучение первой отрицательной системы азота ⁴, а константа скорости этого процесса очень высока $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ см³/с ⁵. Следовательно, достаточно 2 торр водорода, чтобы скорость дезактивации нижнего лазерного уровня на поря-

док превысила скорость спонтанного распада верхнего ($\nu_{sp} \cong 1,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$). Кроме этого, из соотношения констант скоростей ионно-молекулярных процессов^{5,6} следует, что при концентрации H_2 , не превышающей концентрацию N_2 , эффективность возбуждения верхнего лазерного уровня уменьшается незначительно. Тем не менее, если реализуется обычная ситуация, когда более возбужденные состояния тушатся быстрее⁶, то создание эффективного лазера невозможно. Следовательно, возможность создания квазинепрерывного лазера с высоким КПД на $B - X$ переходе N_2^+ определяется соотношением скорости тушения верхнего и нижнего лазерных состояний молекулами H_2 .

На рис. 1 представлена зависимость мощности спонтанного излучения на переходе $B^2 \Sigma_{uv}^+ \rightarrow X^2 \Sigma_{g^+}^+$ иона азота ($\lambda = 428 \text{ нм}$) от давления водорода в смеси 6 атм $\text{He}/4 \text{ торр } \text{N}_2/\text{H}_2$, возбуждаемой электронным пучком. При давлении H_2 равном 2 торр, обеспечивающем необходимую скорость расщепления N_2^+ (X), мощность излучения уменьшается на 15 – 20 %.

При возбуждении электронным пучком смеси He/N_2 заселение состояния B ($\nu = 0$) иона азота осуществляется по двум каналам: в результате перезарядки молекулярных ионов гелия $\text{He}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+(B) + 2\text{He}^3$ и в процессе Пеннинг-ионизации $\text{He}^* + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+(B) + \text{He} + e^-$, поэтому для оценки константы скорости тушения $\text{N}_2^+(B)$ молекулами водорода необходимо определить отношение эффективностей обоих каналов. Для концентрации азота $\geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ единственным каналом, обеспечивающим заселение $\text{N}_2^+(B)$, является Пеннинг-процесс⁵. В соответствии с⁷ отношение числа возбужденных атомов He к числу ионов при возбуждении электронным пучком составляет $\approx 0,53$. Тогда анализ асимптотического поведения зависимости мощности спонтанного излучения от давления азота (рис. 1) позволяет установить, что вероятности образования $\text{N}_2^+(B, \nu = 0)$ по обоим каналам практически одинаковы. С учетом этого обстоятельства, зависимость интенсивности люминесценции от давления водорода позволяет оценить значение константы гашения состояния $B^2 \Sigma_{uv}^+$ молекулами H_2 , которая оказалась $< 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$. Таким образом, скорость "тушения" верхнего лазерного уровня водородом, по крайней мере, в 100 раз меньше, чем нижнего.

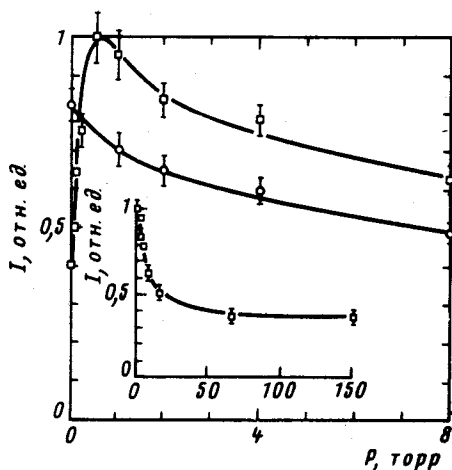


Рис. 1

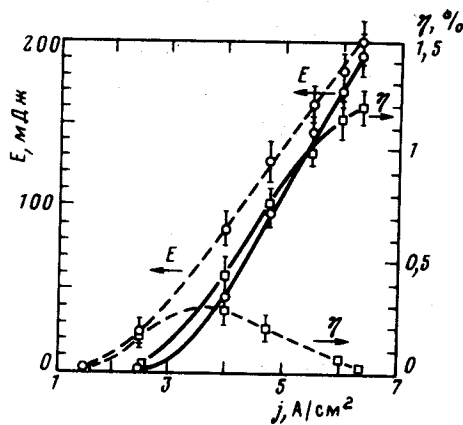


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость мощности люминесценции на $\lambda = 428 \text{ нм}$ от давления H_2 (\circ) и N_2 (\square)

Рис. 2. Зависимость энергии генерации и КПД лазера на $\lambda = 428 \text{ нм}$ от плотности тока при возбуждении электронным пучком (сплошные кривые) и электроионизационным методом (пунктирные кривые)

Эксперименты по исследованию генерации проводились на установке, описанной в⁸. Возбуждение активной среды лазера осуществлялось электронным пучком с параметрами: энергия электронов $\sim 200 \text{ кэВ}$, длительность импульса $\cong 0,7 \text{ мкс}$, плотность тока до $7 \text{ А}/\text{см}^2$.

Объем активной области лазера составлял $\cong 1$ л. Резонатор лазера был образован селективными на $\lambda = 428$ нм диэлектрическими зеркалами размером $8 \times 3,5$ см² с коэффициентами пропускания $T_1 \leq 0,1\%$ и $T_2 \cong 1\%$.

Характеристики лазерного излучения исследовались, в основном, при давлении смеси He/N₂/H₂ равном 6 атм. Как показали эксперименты, при давлении водорода 2 торр оптимальное давление азота составляет 4 торр. Увеличение концентрации N₂ в смеси по сравнению с концентрацией 0,5 торр, обеспечивающей наибольшую эффективность люминесценции в смеси He/N₂ (см. рис. 1), обусловлено конкуренцией процессов накачки верхнего лазерного уровня и ионизации H₂.

Зависимость величины энергии генерации и КПД лазера на $\lambda = 428$ нм от плотности тока электронного пучка показана на рис. 2. Пороговая плотность тока электронного пучка определяется не условием стационарной генерации, а необходимостью достижения насыщения лазерного перехода за время действия импульса накачки⁹. Сокращение времени развития генерации по мере увеличения мощности накачки сопровождается, естественно, повышением энергии и КПД лазера. Так, при $j \cong 6$ А/см² энергия генерации составила $\cong 0,2$ Дж (удельная мощность 450 кВт/л) с КПД $\sim 1,3\%$. Применение электроионизационного способа возбуждения активной среды лазера приводило к увеличению энергии генерации и снижению пороговой плотности тока пучка. Физическая причина влияния электрического поля связана, по нашему мнению, с уменьшением скорости тушения возбужденных ионных состояний электронами при их нагреве. Оценка согласно формуле ван-Режемортера¹⁰ показывает, что увеличение электронной температуры, например, от комнатной до $1 \div 2$ эВ снижает скорость тушения в $7 \div 10$ раз. Воздействие поля становится несущественным при большой концентрации вторичных электронов (см. рис. 2) вследствие их нагрева при максвеллизации¹¹. Отметим, что принципиально возможен другой, более эффективный механизм действия электрического поля – возбуждение в разряде метастабильных уровней гелия с последующей накачкой верхнего лазерного уровня в результате Пеннинг-ионизации азота. Для реализации этого механизма необходимо, чтобы скорость ступенчатого возбуждения гелия была относительно мала, что ограничивает концентрацию электронов на уровне $\lesssim 10^{13}$ см⁻³ ($j \lesssim 0,1$ А/см²).

В настоящей работе генерация происходит вблизи "красного канта" первой отрицательной системы азота, а не на линии $P(7)$, соответствующей максимуму заселенности верхнего лазерного состояния. Это обусловлено тем, что уже при давлении несколько атмосфер уширение контура усиления отдельной вращательной линии гелием существенно превосходит расстояние между ними вблизи канта⁴. В результате, вклад в усиление на переходе $P(12)$, например, вносят и переходы $P(9) - P(13)$. Отсюда также следует, что увеличение давления буферного газа приводит при пучковой накачке к росту коэффициента усиления, что подтвердили проведенные нами эксперименты при давлении 10 атм. В этих условиях КПД генерации достигал 2%, что, в частности, связано с более быстрым развитием генерации.

При использовании неселективного резонатора (зеркала с алюминиевым покрытием) генерация происходила только на $0 - 0$ полосе перехода $B - X$ в УФ области спектра ($\lambda = 391$ нм), а длительность импульса излучения составляла $\cong 400$ нс.

Таким образом, обнаруженная в настоящей работе селективность расселения водородом B и X состояний N₂⁺ позволила впервые получить мощную квазинепрерывную генерацию на $0 - 0$ и $0 - 1$ полосах первой отрицательной системы азота с КПД до 2%.

Литература

1. Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 156.
2. Басов Н.Г., Васильев Л.А., Данилычев В.А. и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1591.
3. Collins C.B., Cunningham A.J., Stockton M. Appl. Phys. Lett., 1974, 25, 344.
4. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
5. Вирин Л.И., Джагацпаян Р.В., Карачевцев Г.В. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах. М.: Наука, 1979.

6. Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982.
7. Rees D.V., Leffert C.V., Rose D. I. J. Appl. Phys., 1969, 40, 1884.
8. Басов Н.Г., Глотов Е.П., Данилычев В.А. и др. Квантовая электроника, 1984, 11, 1162.
9. Исаяев А.А., Казарян М.А. и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1125.
10. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
11. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1972.

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

Поступила в редакцию
27 мая 1985 г
