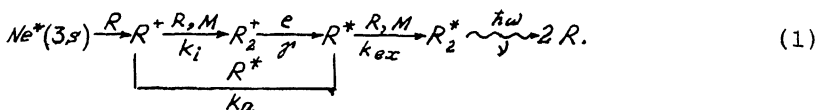


ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ
НА $3p-3s$ ПЕРЕХОДАХ НЕОНА

А.Ю. Александров, В.А. Долгих,
И.Г. Рудой, А.Ю. Самарин,
А.М. Сорока

В работах [1, 2] показано, что существенное влияние на КПД генерации лазеров на $3p-3s$ переходах неона оказывает нерезонансное поглощение в активной среде $He/Ne/Ar(Kr)$. Действительно, в [1] эффективность вывода излучения с $\lambda = 585$ нм из резонатора η не превышала 45% (отношение ненасыщенного коэффициента усиления α_0 к величине распределенных потерь β составляет 9-10), а для $\lambda = 703, 725$ нм $\eta \approx 20-25\%$. В настоящей работе обсуждается возможность подавления распределенных потерь и экспериментально реализовано их резкое (более 10 раз) снижение без уменьшения α_0 , что позволило в 1.5 раза повысить эффективность лазера на $\lambda = 585$ нм и в 2-3 раза на $\lambda = 703, 725$ нм.

Поглощение в обсуждаемых лазерах обусловлено димерами $R_2^*(Ar_2^*, Kr_2^*)$ [2], которые образуются в активной среде при дезактивации нижних лазерных уровней неона в процессе ионизации „тушителя“ в следующей цепи процессов:

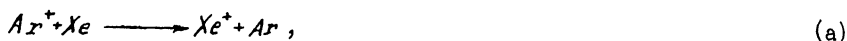


Здесь k_i, k_{ex} - константы скорости образования димерных ионов и нейтральных молекул, M - третье тело (He, Ne) в такой реакции [3]; β - константа скорости диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов и электронов e ; k_a - константа скорости ассоциативной ионизации (АИ) $R^* + R^* \rightarrow R^+ + R + e$ [4]; γ - частота спонтанного распада эксимера R_2^* . Из (1) следует, что стационарная концентрация димеров $[R_2^*]$ определяется следующим выражением (при выводе учтено, что в одном акте АИ исчезают два возбужденных атома):

$$[R_2^*] = \frac{q}{\gamma} \cdot \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 8qk_a / (k_{ex}[R][M])^2}}, \quad (2)$$

q [см⁻³·с⁻¹] - скорость возбуждения активной среды. Из (2) следует, что уменьшение $[R_2^*]$ и нерезонансного поглощения возможно при снижении концентрации тушателя или буферного газа. Однако существенное уменьшение их плотности невозможно, поскольку резко падает эффективность образования инверсии на $3p-3s$ переходах неона [2, 5], в частности становится недостаточной скорости дезактивации нижнего лазерного уровня.

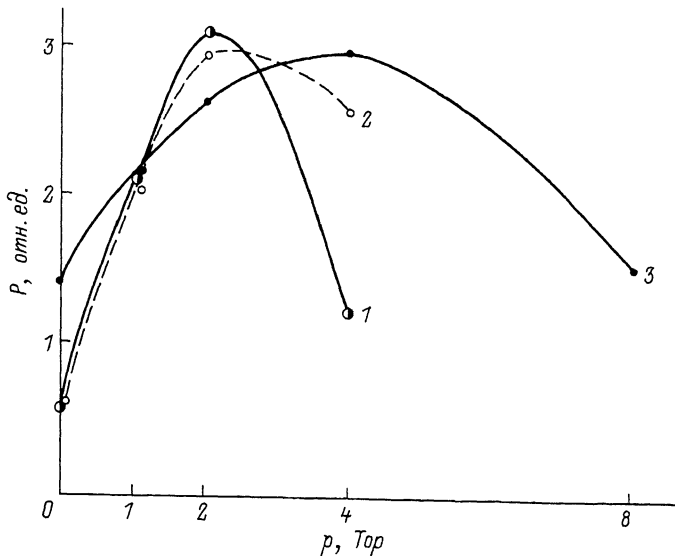
В то же время включение даже малого количества ксенона в "стандартный" состав активной среды $He/Ne/Ar$ (аргон здесь и далее мы рассматриваем для конкретности), практически не изменяя КПД инверсии, приводит к резкому уменьшению концентрации димеров Ar_2^* . В самом деле, процессы



протекают весьма быстро [3, 6] и успешно конкурируют с процессами (1), приводящими к образованию Ar_2^* , даже при $[Xe]/[Ar] \ll 1$. Например, для удельной мощности накачки $\sim 10^4$ Вт/см³ ($q \sim 2 \cdot 10^{21}$ см⁻³·с⁻¹), $[M] = 3$ атм, $[Ar] = 50$ Тор добавление 1 Тор Xe приводит к уменьшению стационарной концентрации Ar_2^* в 30–40 раз. В свою очередь низкая плотность ксенона, как и высокая скорость спонтанного распада его димеров (время жизни триплетных состояний, в которых в основном образуются эксимерные молекулы, для Ar_2^* составляет 4 мкс, а для $Xe_2^* - 0.09$ мкс) обеспечивает, согласно (2), малую концентрацию и $[Xe_2^*]$.

Таким образом, введение в состав активной среды небольшой концентрации ксенона позволяет получить низкие концентрации димеров $[Ar_2^*], [Xe_2^*]$ и в результате радикально уменьшить нерезонансные потери. Укажем также, что для реальных режимов возбуждения время образования димеров Xe_2^* сравнимо с длительностью импульса накачки и их концентрация существенно меньше стационарной. В качестве примеси можно использовать также водород или его изотопы, поскольку реакции (а)–(в) с H_2 также имеют большие константы скорости и образующиеся ионы ArH^+, H_3^+ не поглощают лазерное излучение (энергия диссоциации ионов превосходит энергию лазерных квантов [7]), а при их диссоциативной рекомбинации не образуются возбужденные состояния. Определенным дополнительным преимуществом ксенона является возможность реализации эффективной одновременной генерации в ближнем ИК диапазоне на $5d-6p$ переходах атома Xe для которой в смеси He/Xe высокого давления достигнут КПД 1–1.5% [6]. В настоящей работе параметры зеркал выбирались таким образом, чтобы генерация в ИК диапазоне отсутствовала.

Эксперименты проводились на установке с активным объемом 200 см³, активная длина лазера 50 см. Накачка газовой смеси осуществлялась электронным пучком от ускорителя с взрывозмиссионным катодом со следующими параметрами: плотность тока ≈ 1.2 А/см², длительность импульса ≈ 1 мкс, энергия быстрых



Зависимость мощности генерации на $\lambda = 725$ нм от концентрации водорода и ксенона. 1 - 1 атм $He/2$ атм $Ne/100$ Torr Ar/H_2 , 2 - 1 атм $He/2$ атм $Ne/100$ Torr Ar/He , 3 - 1 атм $He/2$ атм $Ne/100$ Torr Kr/He .

электронов 160 кэВ. Форма импульса излучения на различных переходах регистрировалась с помощью монохроматора МДР-23, ФЭУ 18 УЛУФС и осциллографа С8-12. Энергия генерации измерялась малориметром с чувствительностью 30 мВ/Дж. Коэффициенты ненасыщенного усиления и распределенных потерь определялись по зависимости мощности генерации P от прозрачности резонатора, применялись диэлектрические зеркала с радиусом кривизны 5 м.

Для активной среды 3 атм $He/200$ Torr $Ne/30$ Torr Ar/n Torr $He(H_2)$ были получены результаты, которые сведены в таблицу.

Увеличение отношения α_0/β от начальной величины 16 до более чем 170 позволило повысить выходную энергию лазера в 1.5 раза. Отметим, что снижение α_0 при использовании H_2 происходит при постоянном насыщающем потоке, что подтверждает высказанное в [2] предположение об основной роли конкуренции рекомбинации Ne_2^+ с перезарядкой на водород в цепи образования инверсии [5], а не непосредственного опустошения верхнего лазерного уровня в реакциях пеннингговского типа. Укажем также на возможность получения с помощью селективных зеркал генерации на $\lambda = 540$ нм [5], которая, по-видимому, невозможна в трехкомпонентной смеси при умеренной мощности возбуждения, поскольку сечение вынужденного перехода на этой длине волны в ≈ 70 раз меньше, чем на $\lambda = 585$ нм и без включения $He(H_2)$, естественно, $\alpha_0 < \beta$.

	$He, \text{ Top}$				$H_2, \text{ Top}$				
	0	0.5	1.0	2.0	0	0.5	1.0	2.0	4.0
$\alpha_0, 10^{-2} \text{ см}^{-1}$	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.6	1.2
$\beta, 10^{-3} \text{ см}^{-1}$	1.1	0.3	<0.1	<0.1	1.1	0.3	<0.1	<0.1	<0.1

На рисунке приведена зависимость выходной мощности лазера на $\lambda = 725 \text{ нм}$ от концентрации He, H_2 при прозрачности резонатора около 4%. Как видно из рисунка, эффективность лазера выросла в 2–4 раза, причем оказалась подавлена существенная разница между случаем использования Ar или Kr в качестве основных тушителей [2], которая обусловлена именно различием в нерезонансном поглощении димерами Ar_2^* и Kr_2^* .

Таким образом, в настоящей работе за счет резкого уменьшения нерезонансного поглощения в лазерах на $3p-3s$ переходах неона реализовано значительное повышение эффективности генерации – в 1.5 раза на $\lambda = 585 \text{ нм}$ и в 2 и более раз в красной области спектра.

Л и т е р а т у р а

- [1] Александров А.Ю., Ананьев В.Ю., Басов Н.Г. и др. – ДАН СССР, 1985, т. 284, № 4, с. 851–854.
- [2] Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М. и др. – Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 12, с. 2389–2395.
- [3] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах, М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [4] Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниэла и У. Нигэна. М.: Мир, 1986.
- [5] Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А. и др. – Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 7, с. 435–438.
- [6] Басов Н.Г., Данилычев В.А. – УФН, 1986, т. 148, № 1, с. 55–100.
- [7] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике, М.: Атомиздат, 1980.

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.