

01; 07

© 1991

## РАСЧЕТ ПОРОГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРА С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМА КСЕНОНА

С.П. М е л ь н и к о в, А.А. С и н я н с к и й

Среди ИК лазеров высокого давления на переходах атомов инертных газов, возбуждаемых ионизирующими излучениями, максимальными энергетическими параметрами обладают лазеры на переходах  $5d-6p$  атома Хе с длинами волн генерации  $\lambda = 1.73, 2.03$  и  $2.6$  мкм. Для накачки этих лазеров используются, в основном, ядерные излучения [1-3], электронные [4, 5] и ионные [6] пучки. В условиях накачки ядерными излучениями максимальные значения КПД  $\sim 1\%$  получены при возбуждении смесей He - Хе, Ar - Хе и He - Ar - Хе осколками деления урана [1-3], где гелий и аргон являются буферными газами, а концентрация ксенона составляет  $\sim 1\%$ .

В [7, 8] рассмотрен механизм генерации этих лазеров, основанный на селективном заселении верхних лазерных уровней атомов  $M = Ar, Kr, Xe$  за счет процессов диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов  $M_2^+$  с электронами. Расчеты [9, 10] энергетических параметров лазеров на переходах  $5d-6p$  атома Хе, выполненные на основании этой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными при возбуждении смесей He - Хе, Ar - Хе осколками деления урана и электронными пучками в широком диапазоне давлений, составов смесей и удельных мощностей накачки. В то же время для лазеров с ядерной накачкой важным параметром является пороговая плотность потока тепловых нейтронов, при которой возникает генерация. Этот параметр позволяет оценивать возможность достижения порога генерации при использовании различных нейтронных источников и способов возбуждения лазерной среды.

В данной работе приведены результаты расчетов пороговых плотностей потока тепловых нейтронов для лазеров на смесях He - Хе ( $\lambda = 2.65$  мкм) и Ar - Хе ( $\lambda = 1.73$  мкм), возбуждаемых осколками деления урана, в зависимости от давления и состава смесей.

Представленные здесь расчеты выполнены с использованием кинетической модели [9, 10], учитывающей основные плазменные процессы передачи энергии от буферного газа на верхний лазерный уровень  $5d [3/2]_0^o$  атома Хе и столкновительное тушение этого уровня атомами He, Ar, Хе в основном состоянии. Предполагалось,

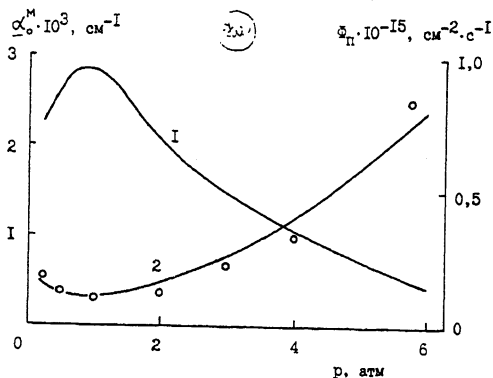


Рис. 1. Зависимости ненасыщенного коэффициента усиления в максимуме импульса накачки  $\alpha_0^M$  (1) и пороговой плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi_{II}$  (2) от давления смеси He - Xe (1000:1),  $\lambda = 2.65$  мкм. Кривые - расчет, точки - экспериментальные данные [1].

что заселение уровня  $5d [3/2]_1^0$  происходит селективно с эффективностью, близкой к 100 %, за счет процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $\text{Xe}_2^+$  с электронами. Для смеси He - Xe учитывалось 9 реакций, для смеси Ar - Xe - 12 реакций. Последовательность расчетов была такой же, как в [9, 10]: сначала в результате решения стационарной системы кинетических уравнений, представляющих собой баланс скоростей образования и распада отдельных компонент плазмы, определялись концентрация электронов, электронная температура, концентрации ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}_2^+$ ,  $\text{ArXe}^+$ ,  $\text{Xe}^+$ ,  $\text{Xe}_2^+$ , возбужденных атомов  $\text{He}^*$ ,  $\text{Ar}^*$ , и парциальные скорости образования возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$  за счет различных процессов, а затем проводился расчет ненасыщенного коэффициента усиления. В расчетах использовались константы скоростей плазменных процессов, приведенные в [9, 10]. Расчеты выполнены для экспериментальных условий [1, 2]: длительность импульса накачки на половине высоты около 4 мс, средняя по активной длине кюветы 200 см плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса  $\Phi_M = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ .

Результаты расчета ненасыщенных коэффициентов усиления  $\alpha_0^M$  в максимуме импульса накачки для смесей He - Xe ( $\lambda = 2.65$  мкм) и Ar - Xe ( $\lambda = 1.73$  мкм) приведены на рис. 1 и 2. Из полученных нами ранее экспериментальных и расчетных данных следует, что в условиях [1, 2] ненасыщенный коэффициент усиления  $\alpha_0$  увеличивается линейно с ростом плотности потока тепловых нейтронов (мощности накачки). Учитывая это обстоятельство,

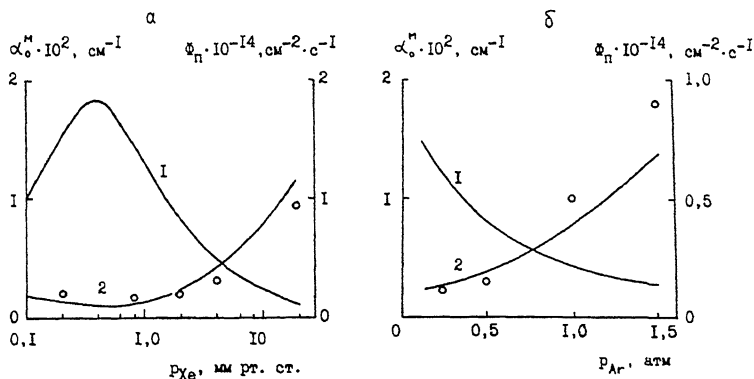


Рис. 2. Зависимости  $\alpha_0^M$  (1) и  $\Phi_M$  (2) для смеси  $Ar - He$  ( $\lambda = 1.73$  мкм): а - от парциального давления ксенона при давлении аргона 0.5 атм; б - от давления аргона при парциальном давлении ксенона 2 мм рт. ст. Кривые - расчет, точки - экспериментальные данные [2].

величину пороговой плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi_{II}$  можно определить из простого соотношения

$$\Phi_{II} = \frac{\alpha_0^{II}}{\alpha_0^M} \Phi_M, \quad (1)$$

где  $\alpha_0^{II} = (\rho - l^{-1} \ln \sqrt{r_1 \cdot r_2})$  - коэффициент усиления на пороге генерации:  $l = 200$  см - активная длина лазера,  $\rho$  - коэффициент вредных потерь,  $r_1, r_2$  - произведение коэффициентов отражения зеркал резонатора, которое для лазеров на смесях  $He - Xe$  и  $Ar - He$  равняется соответственно 0.88 и 0.94. Вредные потери в резонаторе вызваны, в основном, развитием оптических неоднородностей в газовой среде из-за неоднородного распределения энерговклада по сечению кюветы и последующих термогазодинамических возмущений [11]. В данных расчетах принималось  $\rho = 0$ .

Из данных, приведенных на рис. 1 и 2, а, видно удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных зависимостей  $\Phi_{II}$  от давления смеси  $He - Xe$  (1000 : 1), и парциального давления ксенона в смеси  $Ar - He$ . Однако расчет  $\Phi_{II}$  для смеси  $Ar - He$  в зависимости от давления аргона дает заниженные результаты при высоких давлениях аргона (рис. 2, б), что можно объяснить существенным увеличением вредных потерь в резонаторе для  $P_{Ar} > 0.5$  атм [11].

Как отмечалось выше, данные расчеты основаны на линейной зависимости  $\alpha_0$  от удельной мощности накачки. В работе [3], где исследован лазер на смеси Ar-He ( $\lambda = 1.73$  мкм), возбуждаемый осколками деления урана в близких к [1, 2] экспериментальных условиях, из анализа экспериментальной зависимости мощности генерации от пропускания зеркал резонатора сделан вывод, что коэффициент усиления  $\alpha_0$  не зависит от удельной мощности накачки  $q$  в диапазоне 0-20 Вт·см<sup>-3</sup>, а параметр насыщения линейно увеличивается с ростом  $q$ . По нашему мнению коэффициент усиления  $\alpha_0$  должен увеличиваться с ростом  $q$  вследствие увеличения скорости заселения верхнего лазерного уровня  $5d[3/2]_1^o$  атома Хе. С другой стороны, параметр насыщения не должен зависеть от  $q$ , так как в условиях [3] при концентрации электронов  $n_e < 10^{13}$  см<sup>-3</sup> [9] столкновительное тушение уровня  $5d[3/2]_1^o$  электронами незначительно, и время жизни этого уровня ( $\sim 10$  нс) определяется столкновительным тушением атомами Ar и Хе в основных состояниях.

Таким образом, представленные здесь результаты показывают, что кинетическая модель [8-10], основанная на селективном заселении верхнего лазерного уровня  $5d[3/2]_1^o$  атома Хе за счет процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Хе<sub>2</sub><sup>+</sup> с электронами, позволяет достаточно точно вычислять не только энергетические лазерные параметры для смесей He-He и Ar-He, но и коэффициенты усиления.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80-83.
- [2] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 16. С. 1016-1020.
- [3] Alford W.J., Nauss G.N. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 10. P. 3760-3766.
- [4] Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холлин И.В., Чугунов А.Ю. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 9. С. 1722-1736.
- [5] Бугаев А.С., Коваль Н.Н., Рыжов В.В., Тарасенко В.Ф., Турчановский И.Ю., Феденев А.В., Щанин П.М. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 1. С. 17-19.

- [6] Ulrich A., Hammer J.W., Biermauer W. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 7. P. 2206-2211.
- [7] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 7. С. 1346-1350.
- [8] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 19. С. 56-59.
- [9] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 10. С. 100-113.
- [10] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2040-2044.
- [11] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Армян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009-2015.

Поступило в Редакцию  
26 марта 1991 г.