

Э. Г. БАТЫРБЕКОВ

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЕ КСЕНОНОВОГО ЛАЗЕРА

Статья посвящена изучению кинетики процессов, протекающих в ядерно-возбуждаемой плазме активных смесей лазера на атомарных переходах ксенона. Рассмотрены различные механизмы заселения верхних рабочих лазерных уровней. Разработана кинетическая модель физико-химических процессов, протекающих в Ne-Ag-Xe плазме, созданной продуктами ядерных реакций. Рассчитаны основные компоненты плазмы. Показано, что основным каналом заселения верхнего лазерного уровня в смеси Ag-Xe является диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов ксенона. Проведены расчеты коэффициента усиления и пороговых характеристик лазера с накачкой продуктами ядерных реакции $B^{10}(n,\alpha)Li^7$.

Несмотря на то, что впервые генерация на атомарных переходах ксенона с прямой ядерной накачкой (ПЯН) была получена в 1975 году [1], лазеры с ПЯН на атомарных переходах ксенона достаточно интенсивно исследовались в последующие годы [2]. Это в первую очередь связано с достигнутыми рекордными для лазеров с ПЯН выходными характеристиками (мощность

$W \approx 2600$ Вт [3] и эффективность $\eta \approx 3\%$ [4] для перехода XeI с длиной волны $\lambda = 1.732$ мкм). Интерес к исследованиям лазеров с ПЯН на переходах XeI так же определяется тем фактом, что его наиболее интенсивная линия с $\lambda = 1.73$ мкм лежит в окне прозрачности атмосферы, что однозначно повышает его практическую значимость. То, что активная среда лазера представляет

собой смесь инертных газов, снимает проблему деградации среды в нежелательных химических реакциях и позволяет надеяться на создание ядерно-возбуждаемого лазера с большим ресурсом работы.

Целью данной статьи явилось изучение кинетики процессов, протекающих в ядерно-возбуждаемой плазме активных смесей лазера на атомарных переходах ксенона.

Поглощение энергии осколков деления в таких смесях связано в основном с ионизацией и возбуждением буферных газов. В плотных смесях идет интенсивно наработка молекулярных ионов ArXe^+ , Xe_2^+ , в результате диссоциативной рекомбинации которых образуются атомы ксенона в различных возбужденных состояниях.

Немаловажную роль играют также реакции столкновения ArXe^+ с атомами ксенона и аргона, которые уменьшают поток диссоциативной рекомбинации, связанный с ионом ArXe^+ , и увеличивают поток диссоциативной рекомбинации Xe_2^+ . Неопределенность в скоростях последних двух реакций приводит к различным предполагаемым механизмам создания инверсии в He-Ar-Xe и Ar-Xe лазерах. Несмотря на многочисленные исследования кинетики молекулярных ионов ArXe^+ и Xe_2^+ , до настоящего времени так и не получено окончательного ответа на вопрос – какая доля общего потока диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов приводит к заселению верхних лазерных уровней в ксеноновом лазере.

Следует учесть, что в смесях He-Xe , Ar-Xe наиболее интенсивными линиями генерации являются с $\lambda = 1,73; 2,02; 2,65$ мкм, которые начинаются с уровня $5d[3/2]_1^0$. Поэтому можно предположить, что заселение этого уровня должно происходить за счет общего для данных смесей процесса.

В ряде работ, где проводится анализ механизмов генерации ИК лазеров, процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ с электронами рассматривается как канал потерь, заселяющих нижние лазерные уровни бр. Основная роль в заселении верхних лазерных уровней $5d$ отводится: ударно радиационной рекомбинации [5], диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов типа ArXe^+ с электронами [6], процессам столкновительной передачи энергии с возбужденными атомами буферного газа и

возбуждения уровняй $5d$ электронным ударом из состояний $6s$ [7].

В работе [8] предполагается, что в результате диссоциативной рекомбинации ионов Xe_2^+ и ArXe^+ с электронами первоначально образуются состояния, лежащие выше уровней $5d$. Заселение же уровней $5d$ происходит в результате последующих столкновительных каскадных переходов за счет соударений с атомами буферного газа.

В работах [3, 4, 9] представлены модели, основанные на предположении о селективном заселении уровней $5d$ (в основном $5d[3/2]_1^0$) в результате процесса рекомбинации молекулярных ионов Xe_2^+ с электронами.

В работе [10], целью которой было экспериментальное определение соотношения потоков диссоциативной рекомбинации, заселяющих $5d[3/2]_1$ и бр $[5/2]_2$ - уровни Xe , показано, что основная часть потока диссоциативной рекомбинации иона Xe_2^+ приходится на состояния, расположенные ниже $5d[3/2]_1$, верхнего лазерного уровня; в частности, состояние бр $[5/2]_2$ заселяется в результате диссоциативной рекомбинации Xe_2^+ эффективнее.

По мнению авторов [3], механизм заселения уровней $5d$, основанный на диссоциативной рекомбинации гетероядерных ионов HeXe^+ в смеси He-Xe или ArXe^+ в смеси Ar-Xe , не позволяет объяснить совокупность экспериментальных результатов по лазерам атмосферного давления на атомах Xe с различными буферными газами.

Уровни $5d$ ксенона могут, в принципе, заселяться в результате каскадных переходов из высоковозбужденных состояний Xe^{**} , которые образуются в трехчастичных процессах рекомбинации атомарных ионов ксенона Xe^+ .

Некоторые авторы [10, 11] связывают высокую эффективность ксенонового лазера со ступенчатым возбуждением верхних рабочих уровней, т.е. полагается большая скорость заселения $5d$ -уровней из метастабильных $6s$ состояний электронным ударом. Авторы [12] показали, что константа скорости заселения состояния $5d[3/2]_1^0$ из состояния бр $[1/2]_0$ (один из наиболее сильных оптически разрешенных переходов) приблизительно в 100 раз выше скорости заселения из метастабильных $6s$ -состояний, т.е. скорость заселения состояния $5d[3/2]_1^0$ из $6s$ – состояний может быть лишь сравнима со скоростью заселения из бр - состояний.

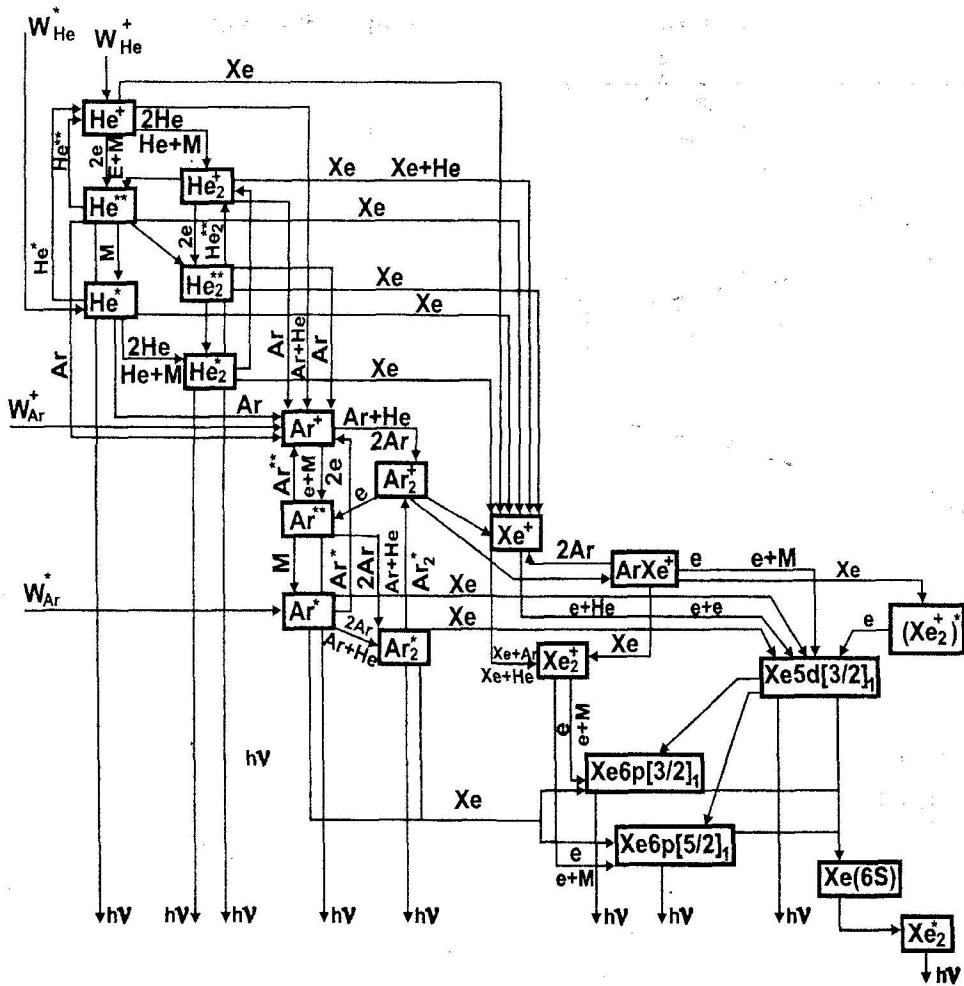


Рис. 1. Схема основных кинетических процессов

При построении кинетической модели нами учитывались более 100 наиболее существенных плазмохимических реакций (рис. 1). Рассматривался баланс концентраций атомарных и молекулярных ионов He^+ , He_2^+ , Ar^+ , Ar_2^+ , Xe^+ , Xe_2^+ , ArXe^+ и возбужденных состояний атомов и молекул He^* , He^{**} , He_2^* , He_2^{**} , Ar^* , Ar^{**} , Ar_2^* . Совместно с уравнениями баланса частиц рассматриваемых компонент плазмы учитывалось уравнение для электронной температуры T_e . Плотность электронов n_e определялась из условия квазинейтральности.

Результаты расчетов параметров ядерно-возбуждаемой плазмы газовых смесей $\text{He}-\text{Ar}-\text{Xe}$ и $\text{Ar}-\text{Xe}$ различного состава и давления при различных энерговкладах представлены на рис. 2 и 3. Как следует из расчетов содержание ионов ArXe^+ не велико. Низкая концентрация гетероядерных ионов ArXe^+ объясняется высокой ско-

ростью распада ионов ArXe^+ в столкновениях с атомами аргона и ксенона. По нашим расчетам скорость рекомбинационного потока ($\text{ArXe}^+ + \text{e}$) незначительна и не может обеспечить соответствующую концентрацию $\text{Xe}^*(5d[3/2]_1)$.

Другие рекомбинационные процессы ($(\text{Xe}^+, \text{ArXe}^+) + 2\text{e}$) и ($(\text{Xe}^+, \text{ArXe}^+) + \text{e} + \text{M}$) протекают крайне медленно из-за высокой электронной температуры (рис. 2). И если принять точку зрения, согласно которой рекомбинация ионов Xe_2^+ с электронами приводит к образованию Xe^* главным образом в нижних лазерных рабочих состояниях, то остается по прежнему открытым вопрос о механизме заселения верхних лазерных уровней 5d атомов ксенона.

Наше предположение, что в реакциях $\text{ArXe}^+ + \text{Xe}$ образуются $(\text{Xe}_2^+)^*$ и его диссоциативная рекомбинация с электронами приводит к заселению 5d уровней атома ксенона, может, на наш

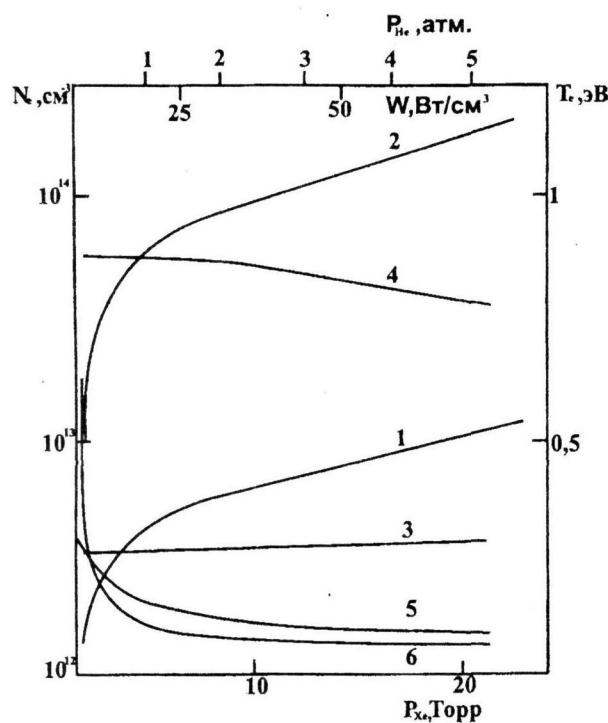


Рис. 2. Зависимость концентрации n_e (1,3,5) и температуры T_e (2,4,6) электронов от вкладываемой мощности (1,2), парциального давления ксенона (3,4) и гелия (5,6) в смеси Ar:Xe=380:1, $P_{Ar}=0,5$ атм, (1,2) Ar-Xe, $P_{Ar}=0,5$ атм, $W=10$ Вт (3,4) He-Ar-Xe, Ar:Xe=380:1, $P_{Ar}=0,5$ атм, $W=10$ Вт (5,6)

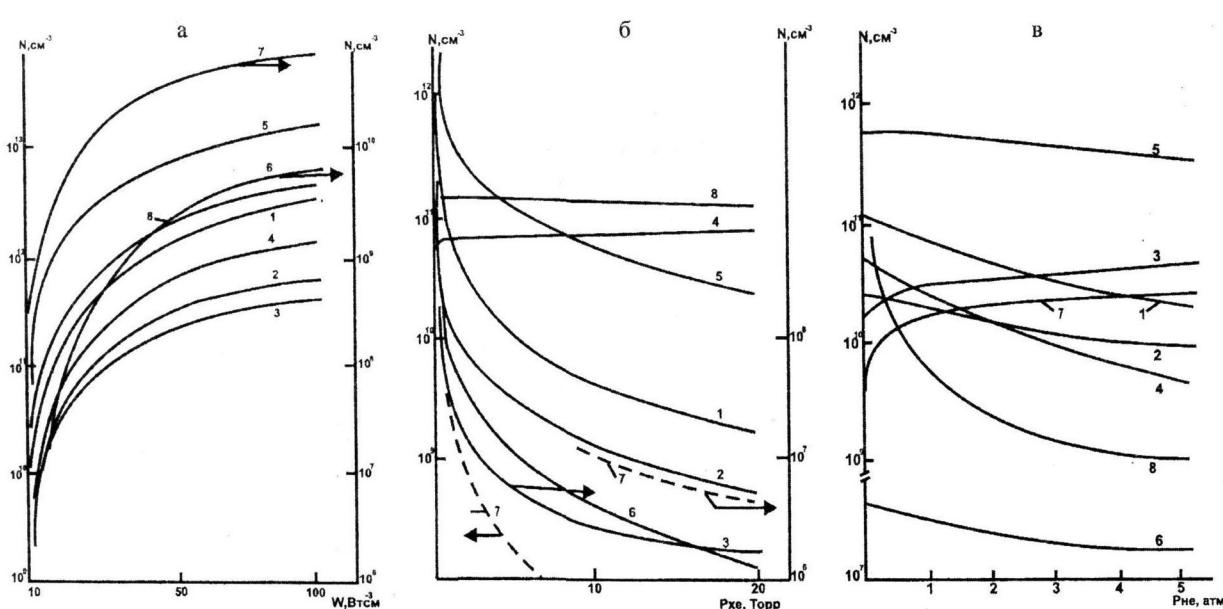


Рис. 3. Зависимость концентрации основных компонент плазмы от вкладываемой мощности (а), парциального давления ксенона (б) и гелия (в) в смеси: Ar:Xe=380:1, $P_{Ar}=0,5$ атм, (а), Ar-Xe, $P_{Ar}=0,5$ атм, $W=10$ Вт (б), He-Ar-Xe, Ar:Xe=380:1, $P_{Ar}=0,5$ атм, $W=10$ Вт (в).
1- Ar^* , 2- Ar^+ , 3- Ar_2^+ , 4- Xe^+ , 5- ArXe^+ , 6- Ar_2^* , 7- $\text{Xe}^*(5d[3/2])$

взгляд, прояснить картину. Для подтверждения или отрицания этого необходимо более тщательное численное моделирование, что осложняется отсутствием целого ряда констант скоростей элементарных процессов.

Наиболее «чувствительны» (рис. 3) к изменению парциального давления Xe в смеси Ar-Xe являются эксимерные молекулы Ar_2^* , возбужденные атомы Ar^{**} и ионы Ar^+ . Уменьшение концентраций этих компонент с ростом концентрации Xe в смеси объясняется увеличением скорости перезарядки и передачи возбуждения. Практически не меняется концентрация Xe^+ (образование компенсируется уходом в реакциях конверсии) и $\text{Xe}^*(5d)$ (рост компенсируется столкновительным тушением с атомами Xe).

При изменении давления Не до 5 атм. населенность уровня $\text{Xe}(5d)$ уменьшается на два порядка. Это вызвано, в первую очередь, увеличением столкновительного тушения уровня 5d атомами гелия.

Расчеты, проведенные по этой модели для условий [13], удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. Для $\lambda = 1.73$ мкм $\sigma_{cr} = 1.6 \cdot 10^{-14}$ см², коэффициент усиления α_{yc} при пороговом значении энерговклада $W_{\text{пор}} = 2.6$ Вт/см³ равен $\sim 5.8 \times 10^{-4}$ см⁻¹. Известно, что в смеси

Ar-Xe при энерговкладах, равных пороговому значению, для линии $\lambda = 1.73$ мкм, наблюдается генерация только на этом переходе. Гелий в столкновениях эффективно расселяет все нижние лазерные уровни. В работе [14] показано, что сравнительно небольшие добавки гелия к смеси Ar-Xe приводят к стабильной генерации на длине волн $\lambda = 2.03$ мкм и устраниению генерации на длине волны $\lambda = 1.73$ мкм. Порог генерации при этом возрастает в 2-3 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Helmick H.H., Fuller J.I., Schneider R. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26, № 6. P. 327.
2. Батырбеков Э.Г. Труды научно-практической конференции. Курчатов, 1995. С. 86-94.
3. Magda E.P., Grebyonkin K.F., Kryganovskyi V.A. // Trans. of Lasers '90, 1991. P. 827.
4. Alford W.J., Hays G.H. // J. Appl. Phys. 1990. V. 65, № 10. P. 3760.
5. Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66, № 11. P. 5131.
6. Карелин А.В., Симакова О.В. Квантовая электроника. 1999. Т. 28, № 8. С. 121.
7. S.A., J., L., et al. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 3888.

8. Tanaka Y., Yoshino K., Freeman D.E. // J. Chem. Phys. 1975. V. 62, № 11. P. 4484.
9. Войнов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245, № 1. С. 80.
10. Клоповский К.С., Лукьянникова А.В., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 205.
11. S.A., J.B., L.A., et.al. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 3888.
12. Levren D., Phelps A.V. // J. of Chem. Phys. 1978. V. 69, N 5. P. 2260.
13. Batyrbekov E.G., Poletaev E.D., Miley G.H. // Trans. of CLEO'94. 1994. P. 120.
14. Войнов А.М., Зобнин В.Г., Конак А.И. и др. Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, вып. 8. С. 34.

Summary

This article is devoted to the study of kinetics of the processes occurring in nuclei excited plasma of laser active media on the Xe atomic transitions. Various mechanisms population of the upper working laser levels have been considered. The kinetic model of the physical and chemical processes, occurring in He-Ar-X plasma, created by nuclear reaction products, has been developed. Main plasma component of have been calculated. It is shown, that dissociative recombination of xenon molecular ions was the main population channel of laser upper level in Ar-Xe mixture. Calculations of factor of amplification and threshold characteristics of the laser with pumping by products of nuclear reactions $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ have been carried out.

Поступила 15.07.08г.