

02;07

О влиянии температуры активной среды на кинетику плазмохимических процессов в ксеноновом лазере с прямой ядерной накачкой

© Э.Г. Батырбеков

СП „КК Интерконнект“ Алматы, Республика Казахстан
E-mail: president@kkinterconnect.com

Поступило в Редакцию 25 августа 2008 г.

Исследован вопрос влияния температуры на выходные характеристики излучения лазера с прямой ядерной накачкой на атомарных переходах ксенона. Показано, что срыв генерации до достижения потоком нейтронов накачки своего максимума обусловлен в первую очередь температурной зависимостью константы скорости реакции разрушения гетероядерного ArXe^+ иона при столкновении с атомами буферного газа.

PACS: 24,10.-I, 52.20 Hv, 61.80.Cb

Одним из главных вопросов преобразования ядерной энергии в энергию когерентного светового излучения является вопрос влияния температуры активной среды и вкладываемой в газ мощности на выходные параметры лазера с прямой ядерной накачкой. Вопрос о причине перегрева и допустимом энергокладе в активную среду лазера имеет важное значение, поскольку именно этот фактор определяет возможный уровень удельного энергосъема лазерного излучения, а также область практического применения таких лазеров.

В ряде экспериментов, в которых была получена генерация на $5d-6p$ -переходах XeI с $\lambda = 1.73 \mu\text{m}$ при накачке активной среды Ar-Xe поверхностными источниками заряженных частиц $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ и $^{235}\text{U}(n, f)F$, обнаружено, что импульс лазерной генерации обрывается до достижения нейтронным импульсом своего максимума [1]. Обрыв импульса генерации начинался при критическом значении накачки $80-100 \text{ mJ/cm}^3$. В качестве возможных причин такого обрыва рассматривались тепловая газовая линза или зависимость кинетики образования заселенности от вкладываемой в газ мощности.

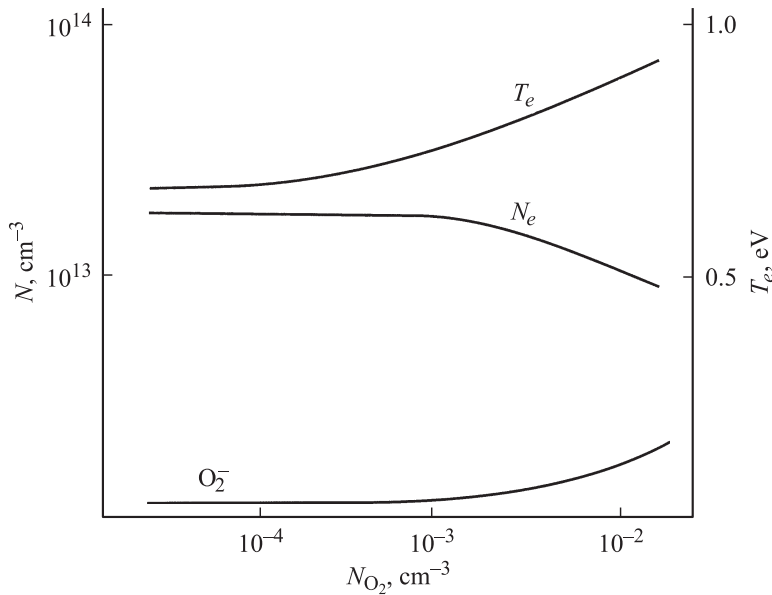


Рис. 1. Влияние присутствия кислорода на концентрацию и температуру электронов.

Связывать обсуждаемый температурный эффект с перемешиванием рабочих состояний атомов ксенона при столкновении с электронами не представляется, на наш взгляд, логичным. Существенное снижение параметров лазера наблюдается лишь при высокой мощности накачки порядка 500 W/cm^3 и более, т. е. когда концентрация электронов достаточно высока. Но это не объясняет перегрева при малых мощностях накачки $W < 50 \text{ W/cm}^3$.

Утверждение, сделанное авторами сообщения [2], что срыв генерации при нагреве активного элемента происходит вследствие десорбции молекул воды со стенок лазерной кюветы и „загрязнения“ ими активной среды лазера, также вызывает сомнение.

На рис. 1 приведены результаты расчетов влияния присутствия кислорода на концентрацию и температуру электронов в ядерно-возбуждаемой (He)–Ar–Xe плазме. Как видно, влияние электроотрицательной добавки на основные параметры плазмы через процессы, определяющие ионный баланс в (He)–Ar–Xe смесях, незначительно при концентраци-

ях кислорода до 10^6 cm^{-3} . Это позволяет предположить, что влияние электроотрицательных примесей на параметры ядерновозбуждаемой плазмы не является основной причиной срыва генерации.

Вопрос о механизмах формирования инверсии в лазерах высокого давления на ИК-переходах атома ксенона до сих пор является объектом постоянной научной дискуссии.

Существуют две основные гипотезы процесса накачки $5d$ -уровней атома ксенона в смеси $\text{Ar}-\text{Xe}$. Первая предполагает заселение верхних лазерных уровней в процессах диссоциативной рекомбинации иона ArXe^+ с электронами, вторая — диссоциативной рекомбинации иона Xe_2^+ .

Заселение $5d$ -уровней ксенона через процесс диссоциативной рекомбинации иона ArXe^+ хорошо описывает результаты экспериментов с электронным пучком при высоких мощностях энерговклада, когда плотность электронов достаточно велика и процесс рекомбинации ArXe^+ вне конкуренции. В случае ядерной накачки, когда мощность энерговклада мала и концентрация электронов порядка 10^{13} cm^{-3} , скорость этого процесса много меньше скорости конверсии иона ArXe^+ в ион Xe_2^+ .

Наиболее успешно описываются экспериментальные зависимости при ядерной накачке с помощью модели, базирующейся на утверждении, что накачка $5d$ -уровней атома ксенона происходит в основном по двум каналам через процесс передачи возбуждения от возбужденных атомов и молекул аргона атомам Xe с последующим тушением атомным ударом высоковозбужденных атомов ксенона в состоянии $5d$ и через диссоциативную рекомбинацию возбужденного молекулярного иона $(\text{Xe}_2^+)^*$ с электроном. Причем последний канал является основным, с вероятностью заселения уровня $5d[3/2]_1^0$ до 90% [3].

Энергия связи гетероядерного иона ArXe^+ невелика $D = 0.18 \text{ eV}$ [4], поэтому даже при нормальных условиях константа скорости реакции разрушения гетероядерного иона при столкновении с атомами буферного газа оценивается достаточно большим значением $\sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. В конечном счете в плазме устанавливается динамическое равновесие между концентрациями ионов Xe^+ и ArXe^+ . При нормальных условиях последнее обстоятельство не препятствует достижению высокого КПД ксенонового лазера, поскольку скорость конверсии атомных ионов ксенона в гетероядерные ионы много больше, чем скорость остальных процессов с участием Xe^+ .

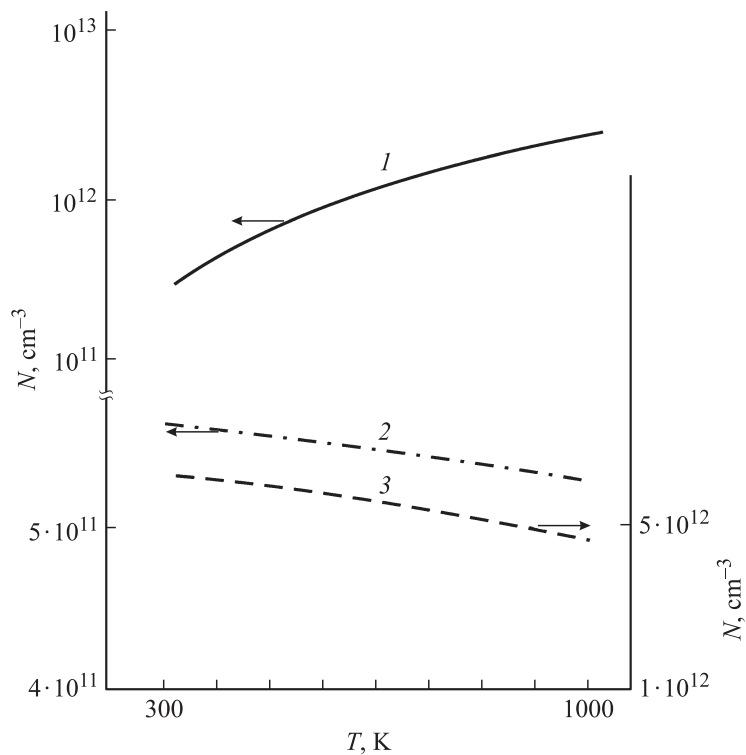


Рис. 2. Влияние температуры среды на концентрацию Xe^+ (1), ArXe^+ (2), Xe_2^+ (3) в смеси Ar: Xe = 5:0.01, $P = 0.5 \text{ atm}$, $W = 50 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Константа скорости реакции разрушения гетероядерного иона при столкновении с атомами буферного газа должна зависеть от температуры среды T_g по экспоненциальному закону $k_{dist} = k_0 \exp(-D/T_g)$. Следовательно, даже при сравнительно небольшом повышении температуры активной среды скорость этой реакции существенно возрастает и равновесие между атомными и молекулярными гетероядерными ионами ксенона смещается в сторону снижения концентрации последнего.

Более существенным аргументом может стать описание в расчетах изменения температуры газовой смеси с изменением энергоклада в активную среду. На рис. 2 и 3 представлены результаты таких расчетов для некоторых параметров плазмы смесей инертных газов He–Ar–Xe

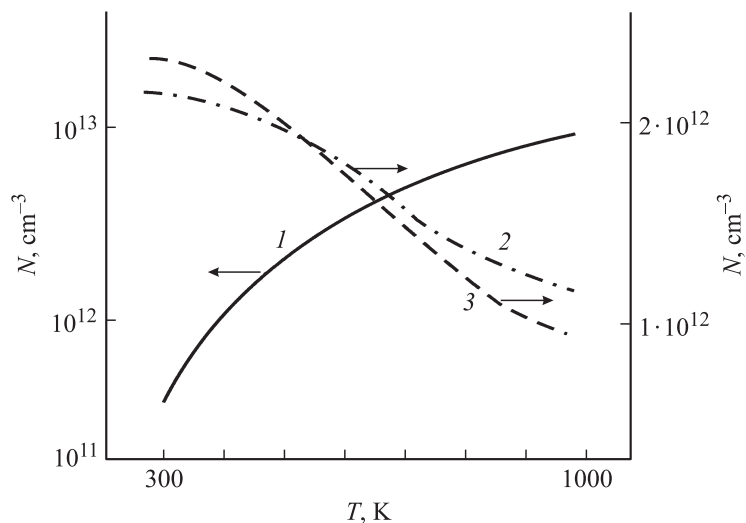


Рис. 3. Влияние температуры среды на концентрацию Xe^+ (1), ArXe^+ (2), Xe_2^+ (3) в смеси $\text{He}:\text{Ar}:\text{Xe} = 5:5:0.01$, $P = 1 \text{ atm}$, $W = 50 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

и $\text{Ar}-\text{Xe}$ с учетом показанной выше температурной зависимости константы k_{dist} . Как следует из рисунков, рассмотренный механизм разрушения ионов ArXe^+ атомами буферного газа действительно может объяснить наблюдаемое резкое ухудшение параметров лазера при нагреве активной среды на несколько сотен градусов.

Различие в степени зависимости энергии лазерного излучения в активной среде Xe -лазера для разных длин волн $\lambda = 1.73, 2.03$ и $2.6 \mu\text{m}$ от начальной температуры и состава активной среды было продемонстрировано в работе [5]. Наибольшая зависимость была обнаружена для перехода с $\lambda = 1.73 \mu\text{m}$. Для перехода с длиной волны $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ температурная зависимость оказалась более слабая, чем для линии с $\lambda = 2.03 \mu\text{m}$. С точки зрения состава активной среды наиболее сильная зависимость выявлена для $\text{He}-\text{Xe}$ (400:1). На этом основании сделан вывод, что причиной наблюдаемого эффекта не являются оптические неоднородности, так как для геливых сред оптические эффекты, как правило, минимальны.

Чтобы понять степень влияния газовой тепловой линзы, были проведены расчеты газодинамических процессов в лазерной кювете.

Результаты расчетов изменения распределения плотности и температуры активной среды лазера по диаметру лазерной трубки во время нейтронного импульса показали, что в течение 10 ns, когда происходит срыв генерации, неоднородность температуры и, следовательно, неоднородность распределения плотности газа не столь значительны. Однако происходит увеличение самой температуры. Согласно расчетам, срыв генерации происходит при температуре активной среды лазера 530 K, что согласуется с результатами экспериментального исследования влияния температуры на выходные характеристики лазера с прямой ядерной накачкой поверхностными источниками заряженных частиц [5,6].

Экспоненциальная зависимость константы скорости реакции разрушения гетероядерного иона ArXe^+ при столкновении с атомами буферного газа от температуры активной среды T_g также объясняет продемонстрированное положительное влияние отрицательных начальных температур активной среды на энергетические параметры ксеноновых лазеров с прямой ядерной накачкой [7].

Таким образом, выполненные на данном этапе исследования подтверждают обнаруженную в экспериментах сильную температурную зависимость параметров лазеров на $5d-6p$ -переходах атомов ксенона как следствие экспоненциального возрастания скорости разрушения гетероядерных ионов ArXe^+ при столкновениях с атомами буферного газа.

Список литературы

- [1] Батырбеков Э.Г. // Ядерная энергетика Казахстана ЯЭ-2008. Тез. докл. Междунар. конференции. Курчатов, 2008. С. 47–49.
- [2] Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. // Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой. Тр. II Междунар. конференции. Арзамас-16, 1995. Т. 1. С. 318–328.
- [3] Apruzese J.P., Giuliani J.L., Wolford M.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. N 12. P. 121–120.
- [4] Dehmer P.M., Pratt S.T. // J. Chemical Physics. 1982. V. 77. P. 4804–4817.
- [5] Магда Э.П., Гребенкин К.Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 5. С. 96.
- [6] Konak A.I., Melnikov S.P., Porkharev V.V., Sinyanskii A.A. // Laser and Particle Beams. 1993. V. 11. P. 4–12.
- [7] Арадушкин А.А., Бочков А.В., Загидулин А.В. и др. // Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные лазеры. Тез. докл. IV Междунар. конференции. Обнинск, 2007. С. 40.