

А.М. Бойченко, А.В. Карелин, С.И. Яковленко

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ХеF-ЛАЗЕРА

Построена нестационарная кинетическая модель ХеF ($B \rightarrow X$)-лазера в смеси Ne – Хе – NF₃, накачиваемой жестким ионизатором. Модель позволяет описывать генерационные характеристики в зависимости от температуры среды на различных длинах волн ($\lambda = 351$ и 353 нм). Исследовано поведение этих характеристик вблизи порога накачки.

1. Введение

Среди плазменных лазеров [1–3] наиболее мощными в УФ- и ВУФ-диапазонах являются эксиплексные инертно-галогидные лазеры. Среди них особенно выделяются лазеры на эксиплексных молекулах KrF ($\lambda = 249$ нм), ArF ($\lambda = 193$ нм), ХеCl ($\lambda = 308$ нм), ХеF ($\lambda = 351, 353$ нм) [4–7]. Рабочим переходом в этих молекулах является переход $B \rightarrow X$, причем нижний терм X является разлетным или слабосвязанным.

Наибольшим кпд (10%) обладают KrF-лазер и, по-видимому, ArF-лазер [8–11]; кпд ХеF-лазера не очень высок ($\approx 3\%$), но этот лазер интересен тем, что имеет самый низкий порог накачки среди имеющихся эксиплексных лазеров. В связи с этим обсуждается возможность ядерной накачки такого лазера [12]. На наш взгляд, до постановки экспериментов с ядерной накачкой необходимо проведение компьютерного моделирования. Желательны также модельные эксперименты с электронными пучками микросекундной длительности.

Особенности лазера на ХеF связаны с тем, что в нем имеет место генерация не только на переходе $B \rightarrow X$, но и на переходе $C \rightarrow A$. Кроме того, состояние X имеет в молекуле ХеF довольно глубокую яму. Этим обусловлены сравнительно невысокий кпд и существенная температурная зависимость генерационных характеристик. Отметим, что в существующих на настоящий момент моделях ХеF ($B \rightarrow X$)-лазера [13–23], как правило, не учтена или недостаточно учтена температурная зависимость скоростей различных кинетических реакций.

В большинстве работ рассматривается лишь один эффективный переход, а не генерация на $\lambda = 351$ и 353 нм по отдельности. Кроме того, сопоставление моделей производилось с крайне ограниченным числом экспериментов, в число которых входило, как правило, не более одного генерационного.

В настоящей статье построена подробная нестационарная кинетическая модель, позволяющая адекватно описывать зависимости основных характеристик (энергии, кпд, момента перестраивания генерации с длины волны 353 на длину волны 351 нм и др.) от температуры среды, и рассмотрено поведение ХеF-лазера вблизи порога.

2. Кинетическая модель

Более подробное рассмотрение каналов релаксации и кинетической модели содержится в [42]. Здесь кратко перечислим основные особенности модели.

2.1. Общие характеристики модели

При построении кинетической модели мы опирались на свой опыт моделирования активных сред эксиплексных лазеров на молекулах KrF [4], ХеCl [4, 24, 25], ArF [10, 11] и других лазеров [4].

В модель входят уравнения баланса для 38 типов частиц плазмы: Ne, Xe, NF_3 , Ne^+ , Ne_2^+ , Ne_3^+ , Ne^* , Ne^{**} , $\text{Ne}_2^{(1,3\Sigma_u^+)}$, Xe^+ , Xe_2^+ , Xe^* , Xe^{**} , Xe_2^* , Xe_2^{**} , NeXe^+ , NeXe^* , NF_3^+ , NF_2 , NF , N , N^+ , N_2 , N_2^+ , $\text{XeF}(B)$, $\text{XeF}(C)$, $\text{XeF}(X)$, Xe_2F , F , F^- , F^+ , F^* , F_2 , F_2^+ , NeF , F_2^* , e .

Уравнения баланса числа частиц учитывают около 260 плазмохимических реакций. Кроме того, в модель входят уравнения для электронной T_e и ионной T температур, а также уравнения для интенсивности лазерного излучения на двух длинах волн. В общей сложности рассматриваются 40 уравнений в обычных производных и одно уравнение связи для электронов, отражающее условие квазинейтральности плазмы. Ранее при исследовании зависимости свойств активных сред лазеров мы основное внимание уделяли зависимости скоростей реакций от электронной температуры T_e , поскольку от газовой температуры T генерационные характеристики, как правило, зависели слабо. При рассмотрении же XeF-лазера мы постарались учесть влияние газовой температуры наиболее полно. Для этого в данной модели, в отличие от прежних, кроме двух возбужденных эксиплексных состояний B и C молекулы XeF рассматривалась двухволновая генерация на переходе $B \rightarrow X$ между различными колебательными состояниями.

В [1 – 5] рассматривались активные среды, накачиваемые жестким ионизатором, т. е. быстрыми заряженными частицами или коротковолновыми фотонами. При этом функцию распределения плазменных электронов в различных плазмохимических реакциях можно считать максвелловской, а воздействие жесткого ионизатора в уравнениях баланса числа частиц и в уравнениях теплового баланса характеризовать частотой ионизации ν_i (с^{-1}) и энергией E_p , затрачиваемой на образование пары электрон – ион. Эти величины удобны тем, что мало меняются в широком диапазоне плотностей и температур среды и зависят лишь от ее исходного химического состава. Вычисления проводились с помощью комплекса программ «ПЛАЗЕР» [4].

2.2. О каналах релаксации

Основная энергия накачки идет на ионизацию и возбуждение атомов неона. Нарботка ионов Xe^+ происходит в основном в реакциях Пеннинга возбужденных атомов неона с ксеноном.

Образовавшиеся электроны в столкновениях друг с другом формируют максвелловское распределение с электронной температурой, существенно превышающей газовую. Охлаждение электронов происходит за счет упругих и неупругих столкновений с нейтральными частицами.

Электроны плазмы в реакции диссоциативного прилипания с NF_3 и его производными обрабатывают отрицательные ионы фтора F^- . Эксиплексные молекулы XeF^* образуются в основном за счет трехчастичной рекомбинации F^- с ионами Xe^+ . Небольшой вклад дают гарпунные реакции NF_3 с Xe^* и Xe^{**} . Паразитными путями являются захват Ne^+ , Ne_2^+ ионов F^- с образованием молекул NeF^* , а также реакции Пеннинга атомов Ne^* с молекулами NF_3 . Состояния B и C перемешиваются в основном за счет столкновений с атомами неона и с электронами.

2.3. Температурные зависимости скоростей корреляции

Отметим, что температурная зависимость скоростей реакций учитывалась в работах [19, 21], однако там скорости бинарных реакций полагались пропорциональными $T^{1/2}$, а тройных – пропорциональными T^{-n} , где $n \approx 1,5 \div 3,5$, что представляется не вполне точным.

Скорости реакций конверсии заряженных частиц в соответствии с моделью Томсона полагались пропорциональными $T^{-3/4}$, а скорости реакций ассоциации нейтральных частиц $\sim T^{-1/3}$.

Зависимость от T скоростей бинарных реакций тяжелых частиц не учитывалась. При $T_g \approx T_e \approx 1$ эВ скорости диссоциативной рекомбинации ведут себя как T^{-n} , где $n \approx 1 - 2$ [26], при $T_g \ll T_e$ – как T_e^{-a} , при $a \approx 0,5$ ($T \approx 300$ К) [7]. Поэтому для температур $T_g \approx 300 \div 800$ К, $T_e \approx 1,5$ эВ, которые мы обычно и рассматриваем, скорости диссоциативной рекомбинации принимались в виде $k \sim T_e^{-a} T_g^{-1}$, где $a \approx 0,5$ и зависит от сорта молекулярного иона.

Скорости реакций тройной ион-ионной рекомбинации определялись в соответствии с теорией Фланнери [7, 27, 28].

Принималось, что колебательная релаксация происходит достаточно быстро и, соответственно, распределение колебательных степеней свободы состояний B , C и X молекулы XeF является больцмановским.

В кинетической модели мы оперировали полной заселенностью состояния $\text{XeF}(X)$, скорость его диссоциации определялась выражением $k_{\text{дис}} = 5 \cdot 10^{-10} T^{-0,27} e^{-0,184/T} (1 - e^{-0,0279/T})$, а скорость ассоциации – $k_{\text{ас}} = 0,5 \cdot 10^{-33} T^{-1,77} e^{-0,039/T} (1 - e^{-0,0279/T})$.

2.4. Излучение

Излучение каждой лазерной компоненты рассматривалось на основе кинетических уравнений для заселенностей N_a, N_b рабочих уровней – нижнего a и верхнего b :

$$dN_a/dt = -(K_a + \sigma_{ba}^{ph} I/h\omega) N_a + (K_{ab} + \sigma_{ab}^{ph} I/h\omega) N_b + D_a; \quad (1a)$$

$$dN_b/dt = -(K_{ba} + \sigma_{ba}^{ph} I/h\omega) N_a - (K_b + \sigma_{ab}^{ph} I/h\omega) N_b + D_b. \quad (1b)$$

Здесь $\sigma_{ba}^{ph}, \sigma_{ab}^{ph}$ – сечение фотопереходов $a \rightarrow b$ и $b \rightarrow a$; $h\omega$ – энергия кванта усиливаемого излучения.

Использовалась 0-мерная модель для усредненной по объему интенсивности лазерного излучения:

$$dI/dt = (c \kappa - \gamma) I + c Q, \quad (2)$$

где c – скорость света; $\gamma = (c/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ – обратное время жизни фотона в резонаторе;

$$\kappa = \sigma_{ba}^{ph} (N_b - g_b N_a / g_a) - \sum \sigma_{X(m)}^{ph} [X(m)]$$

– коэффициент усиления излучения, $\sigma_{X(m)}^{ph}$ – сечение поглощения излучения частицами $X(m)$.

Уравнение (2) включается в систему уравнений наравне с другими уравнениями баланса числа частиц. Уравнения (1) рассматривались для интенсивности излучения I_1 , соответствующей электронно-колебательным переходам $B, v \rightarrow X, v'$: ($v = 0 \rightarrow v' = 2; 1 \rightarrow 4$) на $\lambda \approx 351$, и для интенсивности I_2 на $\lambda \approx 353$ нм ($0 \rightarrow 3$). В излучение на $\lambda \approx 353$ нм может, в принципе, давать вклад переход $1 \rightarrow 6$, но мы его не учитывали. Так как в модели использовались общие заселенности $\text{XeF}(B)$ - и $\text{XeF}(X)$ -состояний, то при определении коэффициентов усиления κ^+ на указанных длинах волн эти заселенности домножались на больцмановский множитель того колебательного уровня, с которого происходило усиление или поглощение.

Для коэффициентов усиления использовались выражения:

$$\kappa_{1,2} = \kappa_{1,2}^+ - \kappa_{1,2}^-;$$

$$\kappa_1^+ = \sigma_1^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)_{v=0}] - [\text{Xe F}(X)_{v=2}] + [\text{Xe F}(B)_{v=1}] - [\text{Xe F}(X)_{v=4}] \} = \sigma_1^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)] [g_B(v=0) + g_B(v=1)] - [\text{Xe F}(X)] [g_X(v=2) + g_X(v=4)] \};$$

$$\kappa_2^+ = \sigma_2^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)_{v=0}] - [\text{Xe F}(X)_{v=3}] \} = \sigma_2^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)] g_B(v=0) - [\text{Xe F}(X)] g_X(v=3) \};$$

$$\kappa_{1,2}^- = \sum_m \kappa_{1,2,m}^- [X(m)],$$

где суммирование ведется по всем поглощающим излучение компонентам, кроме молекулы $\text{XeF}(X)$, которая уже учтена в $\kappa_{1,2}^+$; $\sigma_{1,2,m}^-$ – сечения поглощения излучения этими компонентами. В основном сечения поглощения полагались не зависящими от температуры. Приводимые в [17] зависимости сечений поглощения $\text{Ne}_2^*, \text{Ne}_2^+, \text{NeXe}^+, \text{Xe}_2^+, \text{F}_2^*$ от температуры находятся в пределах значений, получаемых в расчетах и измеренных различными экспериментальными группами, поэтому мы также использовали их. Значения ω_e^A и энергии колебательных уровней $E^A(v)$ для больцмановских множителей

$$g_A(v) = \frac{\exp(-(E^A(v) - E^A(0))/T)}{1/[1 - \exp(-\hbar \omega_e^A/T)]}$$

$A = B$, X брались из [29, 30]. Сечения вынужденного излучения $\sigma_{1,2}^{ph}$ могут несколько отличаться друг от друга [21], однако мы полагали их равными $\sigma_{1,2} = 4,57 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ в соответствии с [31], исходя из времени жизни B -состояния – 14 нс.

3. Сопоставление с экспериментами

Первое сообщение о запуске $\text{XeF}(B \rightarrow X)$ -лазера появилось в [32]. Улучшение характеристик лазера при замене F_2 -содержащих смесей на NF_3 -содержащие обнаружено в [33], а улучшение при замене буферного газа аргона на неон – в [34, 35]. Зависимость кпд от температуры выявлена в [36].

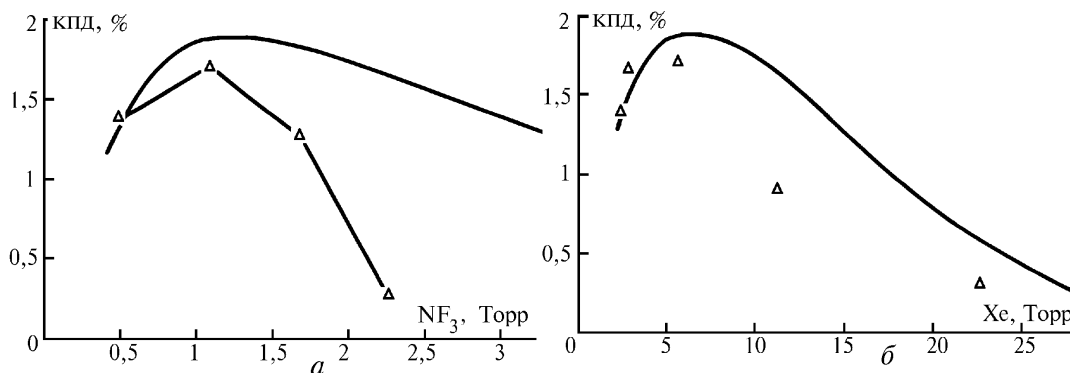


Рис. 1. Зависимость кпд генерации на $\lambda = 353 \text{ нм}$ от парциального давления: a – NF_3 , $[\text{Xe}] = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (5,7 Торр); b – Xe , $[\text{NF}_3] = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (1,1 Торр). Δ – эксперимент [41]; — – расчет. Частота ионизации $\nu = 92 \text{ с}^{-1}$ ($W = 44 \text{ кВт/см}^2$), прямоугольный импульс накачки с длительностью $\tau = 4,25 \text{ мкс}$, $[\text{Ne}] = 8,07 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ – теоретически оптимальный для данной мощности накачки ($R \approx 80\%$)

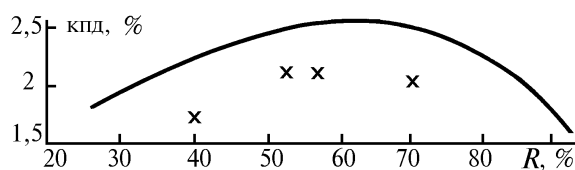


Рис. 2. Сравнение зависимостей кпд XeF -лазера от коэффициента отражения R , $[\text{Ne}] = 8,07 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Xe}] = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{NF}_3] = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\nu = 276 \text{ с}^{-1}$ ($W = 132 \text{ кВт/см}^2$), импульс накачки прямоугольный, $\tau = 1,15 \text{ мкс}$, $T = 300 \text{ К}$. \times – эксперимент [39]; — – расчет

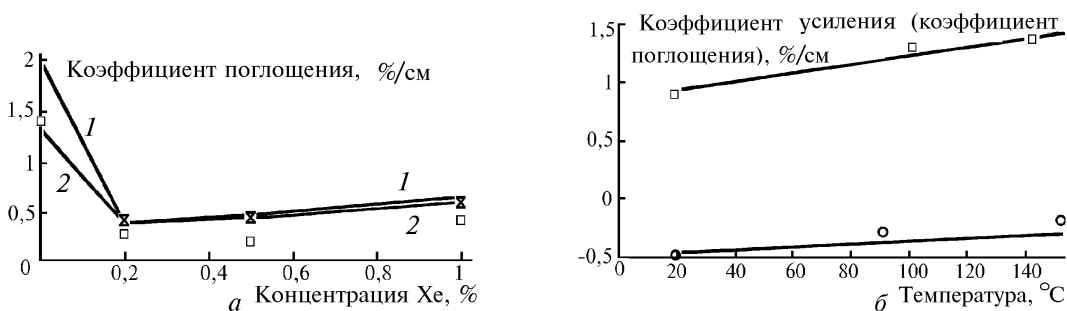


Рис. 3. Зависимости коэффициентов поглощения в смеси Ne/Xe на $\lambda = 351 \text{ нм}$ при $p = 4 \text{ атм}$ от концентрации Xe [37] (a): \times – эксперимент, $T = 300 \text{ К}$; \square – эксперимент, $T = 423 \text{ К}$; 1 – расчет, $T = 300 \text{ К}$ (0,026 эВ); 2 – расчет, $T = 423 \text{ К}$ (0,0364 эВ). Расчетные коэффициенты поглощения приводились для моментов времени, в которых они принимали максимальные по модулю значения ($t \approx 1,3 \text{ мкс}$), $\nu = 223 \text{ с}^{-1}$, $\tau_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Зависимости коэффициентов усиления на $\lambda = 351 \text{ нм}$ для смеси $\text{Ne}/0,2 \text{ Xe}/0,06 \text{ NF}_3$ [37] (b): \circ – эксперимент; — – расчет, и поглощения для смеси $\text{Ne}/0,06 \text{ NF}_3$ на $\lambda = 351 \text{ нм}$: кружки – эксперимент; сплошная линия – расчет, от температуры ($^\circ\text{C}$) при $p = 4 \text{ атм}$ ($[\text{Ne}] = 1,08 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), $\nu = 223 \text{ с}^{-1}$, $\tau_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Расчетные коэффициенты усиления и поглощения приводились для моментов времени, в которых они принимали максимальное по модулю значение ($t \approx 1,3 \text{ мкс}$)

Сравнение некоторых расчетных характеристик с экспериментальными приведено на рис. 1–3 и в табл. 1–3. Более подробное сравнение содержится в [42].

Т а б л и ц а 1

Сравнение экспериментального [41] и расчетного кпд ($\lambda = 353$ нм) при различных мощностях накачки

| Мощность накачки, кВт/см ³ | Эксперимент [41] | | Теория. Данная работа | |
|---------------------------------------|--|------------------------------------|--|------------------------------------|
| | Коэффициент отражения (оптимальный), % | Внутренняя эффективность лазера, % | Коэффициент отражения (оптимальный), % | Внутренняя эффективность лазера, % |
| 36 | 80 | 1,5 | 87,5 | 1,75 |
| 44 | 90 | 1,7 | 82 | 1,91 |
| 60 | 90 | 2 | 76,5 | 2,09 |

В расчетах (табл. 1) использовались $[\text{Ne}] = 8,07 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Xe}] = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (5,7 Торр), $[\text{NF}_3] = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (1,1 Торр), соответствующие экспериментальным. Мощностям накачек $W = 36, 44$ и 60 кВт/см^3 соответствуют частоты ионизации $\nu = 75, 92$ и 138 с^{-1} , коэффициентам отражения $R = 87,5, 82$ и $76,5\%$ – $\gamma = 2 \cdot 10^7, 3 \cdot 10^7$ и $4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Использовался прямоугольный импульс накачки с длительностью $\tau = 4,25 \text{ мкс}$.

Т а б л и ц а 2

Сравнение процентного соотношения излучения энергии на различных длинах волн с экспериментом [40] при давлении 3 амага

| Длина волны, нм | $T = 300 \text{ К}$ | | $T = 425 \text{ К}$ | | $T = 464 \text{ К}$ | $T = 476 \text{ К}$ |
|-----------------|---------------------|------|---------------------|------|---------------------|---------------------|
| | Теория | [40] | Теория | [40] | Теория | |
| 353 | 98,7 | 77 | 88 | 53 | 60 | 18 |
| 351 | 1,3 | 7 | 12 | 45 | 40 | 82 |

В расчетах (табл. 2) использовался прямоугольный импульс накачки с длительностью $\tau = 550 \text{ нс}$. Расчеты проведены для значений $[\text{Xe}] = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{NF}_3] = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, соответствующих теоретически оптимальным концентрациям для $T = 300 \text{ К}$, $\nu = 586 \text{ с}^{-1}$. Везде использовалось $\gamma = 1,6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ($R \approx 35\%$). Данное R было оптимальным в расчетах и в эксперименте. Частота ионизации $\nu = 628 \text{ с}^{-1}$ соответствует мощности накачки $W = 300 \text{ кВт/см}^3$.

Т а б л и ц а 3

Зависимости суммарного ($\lambda = 351, 353$ нм) кпд генерации от процентного состава и начальной температуры среды при общем давлении 3 амага

| Ne/Xe/NF ₃ | $T = 300 \text{ К}$ | | $T = 350 \text{ К}$ | | $T = 400 \text{ К}$ | | $T = 450 \text{ К}$ | |
|-----------------------|---------------------|---------------|---------------------|---------------|---------------------|---------------|---------------------|---------------|
| | Эксперимент [38] | Данная работа | Эксперимент [38] | Данная работа | Эксперимент [38] | Данная работа | Эксперимент [38] | Данная работа |
| A | 99,35/0,50/0,15 | 0,90 | 1,20 | 1,63 | 1,8 | 1,92 | 2,0 | 2,19 |
| | ВАЛ/6Торр/2Торр | $\pm 0,18$ | $\pm 0,15$ | 1,35 | 1,51 | $\pm 0,2$ | $\pm 0,2$ | $\pm 0,2$ |
| B | 99,425/0,5/0,075 | 1,25 | 1,45 | 1,9 | 2,3 | 1,67 | 2,5 | 2,43 |
| | 99,675/0,25/0,075 | 1,35 | 1,35 | 1,55 | 1,7 | 1,69 | 1,7 | 1,86 |
| C | 99,675/0,25/0,075 | 1,35 | 1,35 | 1,55 | 1,7 | 1,69 | 1,7 | 1,86 |
| | 99,675/0,25/0,075 | 1,35 | 1,35 | 1,55 | 1,7 | 1,69 | 1,7 | 1,86 |
| D | 99,675/0,25/0,075 | 1,35 | 1,35 | 1,55 | 1,7 | 1,69 | 1,7 | 1,86 |
| | 99,675/0,25/0,075 | 1,35 | 1,35 | 1,55 | 1,7 | 1,69 | 1,7 | 1,86 |

Для табл. 3 частота ионизации $\nu = 188 \text{ с}^{-1}$ ($W = 90 \text{ кВт/см}^3$), $\gamma = 1,04 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ($R = 50\%$). В экспериментальной работе [38], с которой производится сравнение, длительность накачки не указана. В расчетах использовалось $\tau_{1/2} = 1,2 \text{ мкс}$.

4. Поведение ХеF-лазера вблизи порога

Наиболее оптимальный режим работы эксиплексных лазеров соответствует мощностям накачки порядка нескольких МВт/см³ и давлениям в несколько атмосфер. Такие мощности накачки в основном реализуют с помощью электронных пучков или объемного разряда. Практический интерес имела бы возможность использовать эксиплексные активные среды в условиях ядерной накачки, когда энергия продуктов ядерных реакций непосредственно вкладывается в активную среду лазера без промежуточных преобразований [2, 43, 44]. При этом, как уже отмечалось, имеет смысл рассмотреть смесь Ne – Хе – NF₃ как наиболее низкороговую из активных сред на галогенидах инертных газов [12, 22, 45].

Отметим, что поведение ХеF-лазера вблизи порога рассматривалось в [22], однако в ней не учтена связанность нижнего рабочего состояния, кинетика активной среды не зависит от температуры и учтен лишь один эффективный лазерный переход, к тому же проведенное сравнение с экспериментами малоинформативно.

Как отмечалось ранее, излучение происходит на нескольких линиях, наиболее сильными из которых являются $\lambda = 351$ и 353 нм, причем как общая излученная энергия, так и энергия, соответствующая каждой из λ , зависит уже от температуры газовой смеси.

При описании лазера с ядерной накачкой модель должна описывать указанные особенности. Дело в том, что хотя при ядерной накачке мощность энерговыклада небольшая, однако длительность ввода энергии может быть значительной ($\cong 1$ мс), так что температура среды может также значительно меняться за время действия накачки. Перечисленные особенности наиболее полно учтены нами в приведенной кинетической модели.

Ниже представлены зависимости различных характеристик от частоты ионизации. Частота ионизации связана с мощностью W , вкладываемой в газ, через соотношение

$$W = \nu E_{\text{пар}} N,$$

где ν – частота ионизации; $E_{\text{пар}}$ – энергия пары буферного газа; N – его концентрация.

В случае фольговой накачки энерговыделение в газе можно связать с плотностью потока нейтронов соотношением

$$W = E_g \Phi_T \sigma_f N_5 \varepsilon V_{\phi} / V_T,$$

где E_g – энергия осколков деления; Φ_T – плотность потока нейтронов; σ_f – сечение деления ²³⁵U; N_5 – концентрация ядер ²³⁵U; ε – эффективность передачи энергии деления в газ (см. например [46]); V_{ϕ} , V_T – объемы, занимаемые фольгой и газом соответственно. Таким образом, частота ионизации связана с плотностью потока нейтронов следующим соотношением:

$$\nu = (E_g \Phi_T \sigma_f N_5 \varepsilon V_{\phi}) / (E_{\text{пар}} N V_T). \quad (3)$$

Конкретное числовое соотношение зависит от следующих параметров: спектра нейтронов, состава и давления среды, диаметра канала, состава и толщины уранового покрытия, т. е. в значительной степени определяется конструктивными особенностями источника накачки. Поэтому в дальнейшем будем описывать припороговые характеристики Ne – Хе – NF₃-лазера в зависимости от универсального параметра ν , переход от которого к реальным нейтронно-физическим параметрам конкретных ядерно-энергетических установок с помощью выражения (3) не представляет трудностей.

Для эффективной работы смесь Ne – Хе – NF₃ требует высокого давления буферного газа, однако это не всегда совместимо с возможностями ядерной накачки. Реально толщина используемого канала d не может превосходить нескольких сантиметров. Так, для $d = 2$ см из условия наиболее эффективного ввода энергии можно получить, что давление смеси не должно превышать 1 атм [46, 47].

Расчеты проводились для длительностей накачки на полувысоте $\tau_{1/2} = 1; 0,4; 0,2$ и $0,1$ мс, характерных для имеющихся или проектируемых установок. Как и ожидалось, оптимальные концентрации Хе и NF₃ растут с увеличением мощности накачки. Оптимизация проводилась по полной излучаемой энергии. Везде далее оптимумы по общей ($\lambda = 351$ и 353 нм) энергии и

кпд практически не отличаются. Для $\tau_{1/2} \leq 0,1$ мс меняется тип зависимости оптимальных концентраций Хе и NF_3 от частоты ионизации – они становятся практически прямыми. Оптимальное значение γ падает с уменьшением частоты ионизации, что также естественно и соответствует увеличению коэффициента отражения зеркала. Отметим, однако, что для обычных резонаторов ($l < 1$ м) оптимальные r , соответствующие частотам ионизации, лежащим непосредственно вблизи порога, незначительно отличаются от единицы и трудно реализуемы практически.

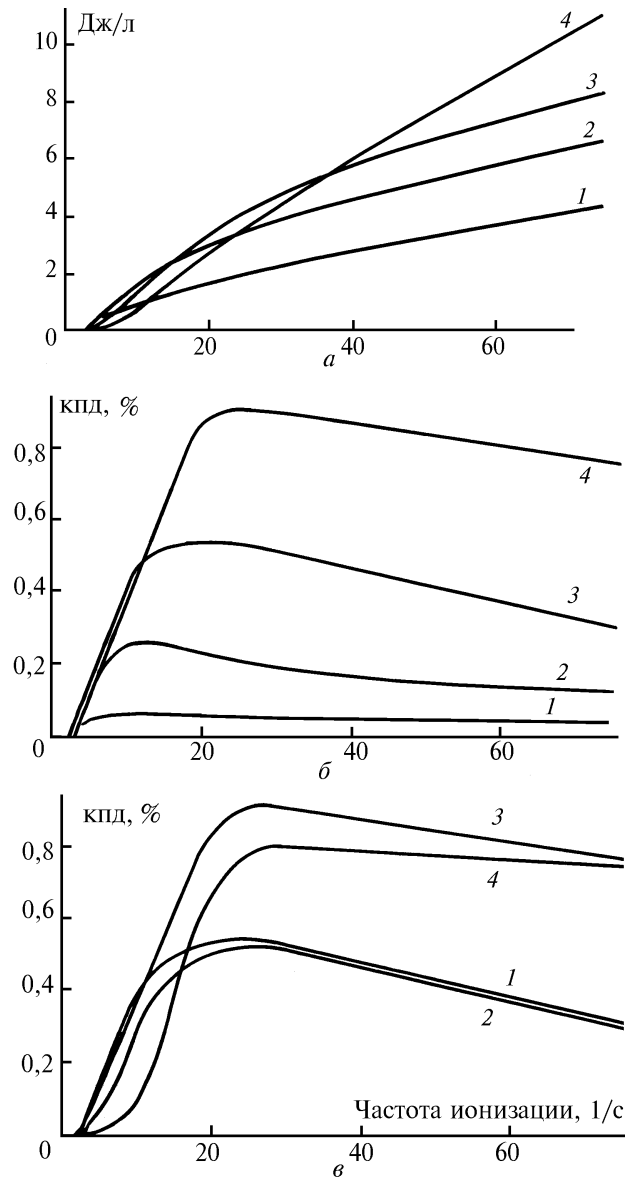


Рис. 4. Зависимости полной (на $\lambda_1 = 351$ нм и $\lambda_2 = 353$ нм) излученной энергии (а); суммарного (на λ_1 и λ_2) кпд (б); кпд на различных λ (в) в оптимальном режиме генерации от частоты ионизации. Смесь Ne-Xe-NF_3 , $p=1$ атм; для а, б – длительность накачки на полувывсоте $\tau_{1/2}$, кривая 1 – 1 мс, 2 – 0,4 мс, 3 – 0,2 мс, 4 – 0,1 мс. Для в: кривая 1 – $\tau_{1/2}=0,2$ мс, $\lambda=\lambda_1+\lambda_2$; 2 – $\tau_{1/2}=0,2$ мс, $\lambda=\lambda_1$; 3 – $\tau_{1/2}=0,1$ мс, $\lambda=\lambda_1+\lambda_2$; 4 – $\tau_{1/2}=0,1$ мс, $\lambda=\lambda_1$

Для длительностей накачек $\tau_{1/2} > 100$ мкс в пределах исследуемых частот ионизации полная излученная энергия при оптимальных условиях растет с увеличением мощности энергоустройства (рис. 4), в то время как полный кпд имеет оптимум по ν в диапазоне $10-30$ с^{-1} (рис. 4, б). Оптимальное значение ν увеличивается с уменьшением длительности накачки $\tau_{1/2}$. При повышении температуры газовой смеси происходит перестройка спектра генерации, приводящая

к относительному росту вклада в излучение линии $\lambda = 351$ нм по сравнению с $\lambda = 353$ нм (см. п. 3). Те же закономерности видим и здесь. Для $\tau_{1/2} = 1$ и 0,4 мс общий кпд практически совпадает с кпд на $\lambda = 351$ нм, для меньших $\tau_{1/2}$ происходит плавная перестройка излучения с $\lambda = 353$ на $\lambda = 351$ нм при увеличении мощности накачки (рис. 4, в).

5. Заключение

Построена подробная нестационарная кинетическая модель Ne – Xe – NF₃-лазера (переход $B \rightarrow X$, $\lambda = 351$ и 353 нм). Отличительной чертой XeF-лазера среди прочих инертно-галоидных лазеров является то, что на его работу существенное влияние оказывает газовая температура. Излучение соответствует связанно-связанным переходам, в силу чего вместо одной полосы явно прослеживаются две линии излучения $\lambda_1 = 351$ и $\lambda_2 = 353$ нм. Однако для рассматриваемой смеси эти два важных обстоятельства учтены лишь в работах [16 – 19]. При этом возможность увеличения энергии и кпд лазера с ростом температуры показана лишь в [16, 17]. В работах [18, 19] отмечается факт построения кинетической модели, учитывающий эти два обстоятельства. В качестве примера в [19] без сравнения с экспериментом приведены лишь зависимости k^- и $k = k^+ - k^-$ от времени и только опосредованно от температуры, т.к. она изменялась в зависимости от времени.

Представленная в данной статье модель правильно описывает помимо грубых параметров, таких как оптимальные значения коэффициентов отражения зеркал резонатора, оптимальные значения относительных концентраций реагентов, также более тонкие зависимости:

- 1) энергии, кпд, коэффициентов усиления и поглощения от температуры,
- 2) мощности излучения от времени и от состава смеси,
- 3) моментов перестраивания излучения с λ_1 на λ_2 и наоборот от изменения температуры.

Проведено теоретическое исследование характеристик XeF($B \rightarrow X$) лазера в смеси Ne – Xe – NF₃ при давлении $p = 1$ атм с ядерной накачкой и длительностью импульса накачки на высоте $\tau_{1/2} = 0,1 - 1$ мс в припороговой области генерации. Выявлено наличие оптимума кпд в интервале частот ионизации $\nu = 10 - 30$ с⁻¹. Несмотря на зависимость частоты ионизации, соответствующей оптимальному кпд, от длительности импульса накачки, пороговое значение частоты ионизации не зависит от нее и составляет $2,5 - 3$ с⁻¹ ($400 - 500$ Вт/см³). Однако для таких частот ионизации коэффициент отражения зеркал резонатора должен быть практически равен единице, что фактически очень трудно осуществимо экспериментально. Представленные результаты справедливы и для накачки электронными пучками, если их параметры (длительность накачки, частота ионизации) соответствуют приведенным.

1. Гудзенко Л.И., Шелепин Л.А., Яковленко С.И. // УФН. 1974. Т. 114. С. 457.
2. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
3. Яковленко С.И. // Физика плазмы. Т. 3. Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982.
4. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов. М.: Наука, 1989. 142 с. (Труды ИОФАН. Т. 21. / Под ред. С.И. Яковленко).
5. Yakovlenko S. I. Plasma Lasers. / Laser Phys. 1991. V. 1. No 6. P. 565–589.
6. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. 00 с.
7. Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниэля, У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 552 с.
8. Mandl A. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 1435.
9. Lee Y.M., Kumagai H., Ashidate S., Obara M. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1294.
10. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Квант. электр. 1992. Т. 19. С. 486.
11. Boichenko A.M., Dershev V.I., Yakovlenko S.I. Laser Phys. 1992. V. 2. P. 210.
12. Hays G.N., McArthur D.A., Neal D.R., Rice J. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 363.
13. Finn T.G., Palumbo L.J., Champagne L.F. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. P. 148.
14. Johnson T.J., Palumbo L.J., Hunter A.M. // IEEE J. Quant. Electr. 1979. V. 15. P. 289.
15. Мкртчян М.М., Платоненко В.Т. // Квант. электр. 1979. Т. 6. P. 1639.
16. Blauer J.A., Yang T.T., Turner C.E., Jr., Copeland D.A. // Appl. Optics. 1984. V. 23. P. 4352.
17. Blauer J.A., Yang T.T., Turner C.E., Jr., Copeland D.A. // AIAA J. 1985. V. 23. P. 741.
18. Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 3799.
19. Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 102.
20. Nishida N., Takashima T., Tittel F.K., Kannari F., Obara M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3932.
21. Abarenov A.V., Persiantsev I.G., Rakhimov A.T., Rebric S.P., Shugai Ju.S., Suetin N.V. // IEEE J. Quant. Electr. 1991. V. 27. P. 1946.

22. Mishchenko S.A., Krynetskii B.B., Prokhorov A.M., Sapsai B.P., Stepanov V.V., Zhidkov A.G. // *Laser Phys.* 1992. V. 2. P. 19.
23. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Отраслевая конференция <Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой>. Обнинск. 1992. Т. 1. С. 252.
24. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // *Квант. электр.* 1989. Т. 16. С. 278.
25. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // *Кратк. сообщ. физ.* 1990. N 9. С. 9.
26. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.
27. Flannery M.R., Yang T.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. P. 327.
28. Flannery M.R., Yang T.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. P. 356.
29. Tellinghuisen J., Tellinghuisen P.C., Tisone G.C., Hoffman J.M., Hays A.K. // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 68. P. 5177.
30. Tellinghuisen P.C., Tellinghuisen J., Coxon J.A., Velazco J.E., Setser D.W. // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 68. P. 5187.
31. Rokni M., Jacob J.H., Mangano J.A., Brochu R. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. T. 30. P. 458.
32. Brau C.A., Ewing J.J. // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 27. P. 435.
33. Ault E.R., Bradford R.S., Jr., Bhaumik M.L. // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 27. P. 413.
34. Hsia J., Mangano J.A., Rokni M., Hawryluk A., Jacob J.H. // Presented at 30th Ann. Gaseous Electron. Conf. 1977.
35. Champagne L.F., Harris D.G. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 31. P. 513.
36. Hsia J., Mangano J.A., Jacob J.H., Rokni M. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. V. 34. P. 208.
37. Champagne L.F. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. V. 35. P. 516.
38. Burde D.H., Yang T.T., Harris D.G., Pugh L.A., Tillotson J.A., Turner C.E., Jr., Merry G.A. // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 2539.
39. Mandl A.E., Human H.A. // *IEEE J. Quant. Electr.* 1986. V. 22. P. 349.
40. Litzenberger L., Mandl A. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 1557.
41. Mandl A. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 71. P. 1630.
42. Boichenko A.M., Karelin A.V., Yakovlenko S.I. // *Las. Phys.* 1995. V. 5. P. 80.
43. Thom R., Schneider R.T. // *AIAA J.* 1972. T. 10. P. 400.
44. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. // *КСФ.* 1974. N 2. С. 14.
45. Boichenko A.M., Karelin A.V., Sereda O.V., Yakovlenko S.I. // *Lasers and Particle Beams.* 1993. T. 11. P. 655.
46. Карелин А.В., Середя О.В., Харитонов В.В., Чикин К.Р., Наумкин Ф.Ю. // *Атомная энергия.* 1986. Т. 61. С. 44.
47. Бойченко А.М., Карелин А.В., Яковленко С.И. // *Квантовая электроника.* 1995. Т. 22. С. 547.

Институт общей физики РАН,
г. Москва

Поступила в редакцию
15 апреля 1995 г.

A.M. Boichenko, A.V. Karelin, S.I. Yakovlenko **Kinetic Model of XeF Laser.**

Nonstationary temperature dependent kinetic model of XeF ($B \rightarrow X$) laser in the Ne – Xe – NF₃ mixture pumped by hard ionizator (electron beam, nuclear pumping etc.) is presented. The model allows one to describe laser characteristics at different wavelengths ($\lambda = 351$ and 353 nm). The characteristics behaviour is investigated near the pumping threshold.