

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКТИВНОЙ СРЕДЫ
ГЕЛИЙ-СТРОНЦИЕВОГО ЛАЗЕРА

С. М. Бабенко, И. С. Лакоба, С. И. Яковленко

УДК 535.37

Построена самосогласованная модель релаксационной кинетики гелий-стронциевой плазмы, подтверждающая возможность квазистационарной генерации в плотной среде на переходе $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ однократного иона стронция при рекомбинационной накачке.

I. Эксперименты /1,2/, в которых был запущен и исследован лазер ($\lambda_0 = 430,5$ нм), работающий в послесвечении продольного импульсного разряда на переходе $Sr II(6^2S_{1/2}) \rightarrow Sr II(5^2P_{3/2})$ в смесях паров стронция с избытком гелия, убедительно показали, что генерация оказывается возможной лишь в условиях существенной рекомбинационной неравновесности активной среды, то есть реализованный лазер относится к типично плазменным /3/. Как известно /3/, самостоятельный разряд не является оптимальным способом ввода энергии с точки зрения обеспечения рекомбинационной неравновесности: переохладение электронной составляющей плазмы наступает в послесвечении, обычно - при достаточно резком обрыве поля. Значительно более перспективными для накачки плазменных лазеров представляются жесткие источники энергии, такие как пучки заряженных частиц и ядерные реакции. В этом случае можно рассчитывать не только на улучшение мощностных характеристик генерации, но и на достижение большей ее длительности, а следовательно, энергии и КПД.

Данная работа посвящена теоретическому анализу возможности усиления в Sr/He -плазме во время воздействия жесткого ионизатора на среду (квазистационарного или квазисинхронного усиле-

ния). Рассмотрение проведено на основе численных расчетов дополненной (по сравнению с предварительной публикацией /4/) модели релаксационной кинетики среды в диапазоне параметров, перекрывающем экспериментальные условия /1,2/. Модель вполне применима и для анализа послесвечения плазмы, образованной коротким импульсом произвольного источника ионизации.

2. Построение данной модели проводилось в соответствии с развитым ранее /3-5/ подходом к исследованию кинетики релаксации плотной плазмы несложного состава. Как и в работе /4/, первичные процессы ионизации и возбуждения атомов в среде Sr/He, происходящие с участием частиц источника и электронов ионизационного каскада, описывались с помощью эффективных частот неупругого взаимодействия ν_k , пропорциональных соответствующим сечениям. Предполагалось, что в ходе таких процессов непосредственно заселяются основные состояния ионов He^+ , Sr^+ и Sr^{++} , нижний метастабильный уровень He^* и нижний лазерный уровень $Sr^+(5^2P)$ - переход из основного состояния $Sr^+(5^2S)$. Связь полной частоты накачки ν с вводимой удельной мощностью W задается соотношениями: $\nu = \sum_k \nu_k$; $W = \sum_k \nu_k E_k K_k$, где K_k - плотность частиц сорта k в исходном состоянии, E_k - средняя затрата энергии в соответствующей реакции.

В модели учитывалась динамика заселенностей следующих состояний: He^+ , He_2^+ , He^* , He_2^* ; Sr , $Sr^+(5^2S, 4^2D, 5^2P, 6^2S, 6^2P + 5^2D)$, Sr^{++} . Дополняли систему уравнения баланса для плотности электронов плазмы N_e , электронной температуры T_e и температуры тяжелых частиц T . Заселенности внутри вырожденных уровней Sr^+ считались распределенными по Больцману с текущей температурой T_e . Изменениями N_{He} пренебрегалось.

Предполагалось, что тройная рекомбинация ионов He^+ , He_2^+ , $Sr^+(5^2S)$ и Sr^{++} на электроны эффективно заселяет состояния He^* , He_2^* , $Sr(1S_0)$ и $Sr^{++}(6^2P + 5^2D)$ соответственно. Обратные процессы ионизации этих состояний электронами плазмы учитывались на основе соотношений детального равновесия с рекомбинацией. В кинетике He_2^+ существен, кроме того, механизм диссоциативной рекомбинации $He_2^+(e; He)He^*$ ¹⁾. Из прочих неупругих взаимодействий

¹⁾ Здесь и ниже принята форма записи уравнений реакций, употребляемая в ядерной физике.

тяжелых частиц с электронами учитывались девозбуждение He^{K} и He_2^{K} , а также все столкновительные переходы между выделенными уровнями Sr^+ . Коэффициенты скорости разрушения He^{K} и He_2^{K} электронным ударом хорошо известны (см. /5/). Для описания же столкновительных переходов в блоке уровней Sr^+ нами опробованы два набора сечений - из работ /6/ и /7/. Применение как тех, так и других, по-видимому, не обеспечивает точности лучше 50%. Поскольку данные /7/, как правило, приводят к более низким значениям коэффициента усиления α на рассматриваемом переходе, в расчетах использовались именно эти сечения. В поуровневую кинетику Sr^+ были включены и спонтанные радиационные переходы за исключением резонансного перехода $5^2\text{P}_{3/2} - 5^2\text{S}_{1/2}$, излучение которого полагалось полностью реабсорбированным. Их вероятности были рассчитаны в работе /1/.

Из столкновений тяжелых частиц учитывались: обнаруженная авторами /1,2/ реакция перезарядки с ионизацией $\text{Sr}(\text{He}^{\text{K}}; \text{He}, e)\text{Sr}^{++}$; конверсия атомарного иона гелия $\text{He}^+(2\text{He}; \text{He})\text{He}_2^+$; ассоциация метастабильного атома $\text{He}^{\text{M}}(2\text{He}; \text{He})\text{He}_2^{\text{M}}$; ионизация при столкновениях между возбужденными нейтралами гелия: $\text{He}^{\text{M}}(\text{He}^{\text{K}}; \text{He}, e)\text{He}^+$, $\text{He}_2^{\text{M}}(\text{He}^{\text{K}}; \text{He}, e)\text{He}_2^+$, $\text{He}_2^{\text{M}}(\text{He}_2^{\text{M}}; 2\text{He}, e)\text{He}_2^+$, причем каналы реакций с участием He_2^{M} выбраны так, чтобы энерговыделение в электронной составляющей было максимальным; процессы Пеннинга на атомах и ионах стронция: $\text{Sr}(\text{He}^{\text{M}}(\text{He}_2^{\text{M}}); \text{He}(2\text{He}), e)\text{Sr}^+$ и $\text{Sr}^+(\text{He}^{\text{M}}(\text{He}_2^{\text{M}}); \text{He}(2\text{He}), e)\text{Sr}^{++}$.

Необходимость учета пеннинговской ионизации Sr следует, в частности, из результатов /8/. В экспериментах /8/ установлено, что взаимодействие пучка He^{K} с атомами Sr сопровождается эмиссией на частоте резонансного перехода $5^2\text{P}_{3/2} - 5^2\text{S}_{1/2}$ иона Sr^+ , интенсивность которой на порядок выше, чем всех других переходов в видимой и ближней УФ области. Это может означать, что данный процесс селективно заселяет нижний лазерный уровень. В модели такое допущение используется не только в случае атомов He^{K} , но и в случае реакции Sr с He_2^{K} . Константы скорости обеих реакций полагались одинаковыми и равными 10^{-9} см³/с. Константы скорости процессов Пеннинга с участием состояний иона Sr^+ (по предположению одинаковые для всех уровней Sr^+) определялись как произведения сечений поляризационного захвата на тепловую скорость

при $T = 300$ К. Остальные кинетические коэффициенты взяты из /4,5/.

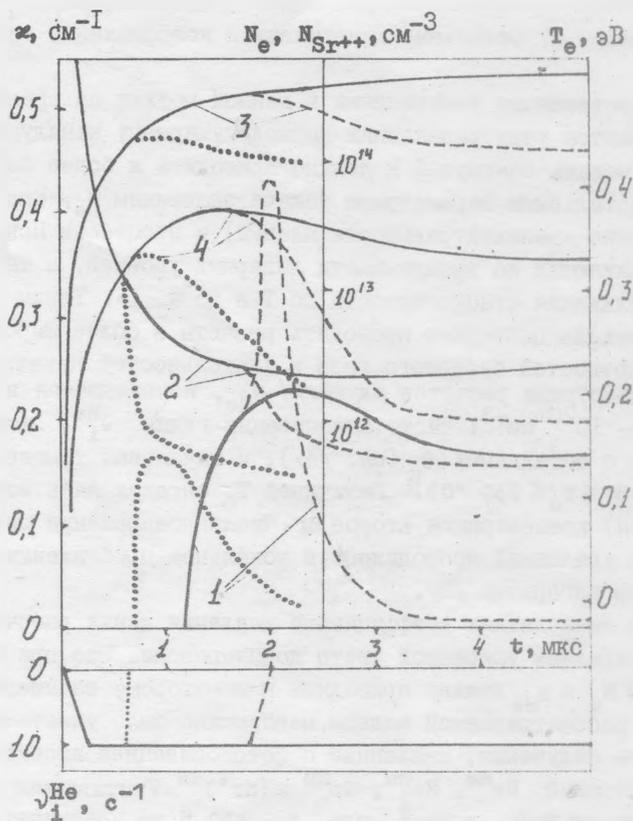
Существенными изменениями в данной модели по сравнению с /4/ являются учет релаксации по молекулярному каналу гелия (это делает модель замкнутой и должно приводить к более согласованным с остальными параметрами задачи значениям N_e , определяемым из условия квазинейтральности плазмы) и процессов Пеннинга, заметно влияющих на заселенности лазерных уровней, а также отказ от приближения стационарности по T и по $N_{Sr^{+}}$. Таким образом, новая модель позволяет проводить расчеты в более широком интервале плотностей буферного газа и длительностей накачки.

Параметрами расчетов служили: N_{He} , изменяющаяся в пределах $5 \cdot 10^{17} - 10^{20}$ см⁻³; частота ионизации гелия ν_1^{He} , которую можно связать с остальными ν (см. /4/), и начальная температура смеси T_0 ($480 \leq T_0 \leq 730$ °C). Величиной T_0 определялась исходная (равновесная) концентрация атомов Sr. Численное решение системы скоростных уравнений проводилось в локальном приближении с использованием алгоритма /9/.

При вычислениях коэффициента усиления линия рабочего перехода считалась уширенной чисто доплеровски. Это при достаточно высоких N_e и N_{He} должно приводить к некоторому завышению α . В рамках рассматриваемой модели невозможно было учесть и потери рабочего излучения, связанные с фотоионизацией высоковозбужденных состояний $He^{2\text{exc}}$, $He_2^{2\text{exc}}$, $Sr^{2\text{exc}}$ и $(Sr^+)^{2\text{exc}}$. Учитываемые состояния, в том числе He_2^+ и He_2^+ , при $\lambda = 430,5$ нм практически не поглощают.

3. В работах /1,2/ порогу генерации ($\alpha \geq 0,01$ см⁻¹) соответствовали значения $w \sim 10^3 - 10^4$ Вт/см³, что эквивалентно $\nu_1^{He} N_{He} \sim 10^{20}$ с⁻¹·см⁻³. Выполненные нами расчеты показывают, что значения $\alpha \geq 0,01$ см⁻¹ достигаются уже при $\nu_1^{He} N_{He} \sim 10^{18}$ с⁻¹·см⁻³. Этот результат отражает преимущества жесткого источника ионизации по сравнению с прямоочным газовым разрядом. Для примера укажем, что при $\nu_1^{He} N_{He} \approx 10^{18}$ с⁻¹·см⁻³, $N_{He} \approx 10^{19}$ см⁻³ пороговый поток тепловых нейтронов в случае ядерной накачки должен составлять $\sim 10^{15}$ см⁻²·с⁻¹, а пороговая плотность тока при накачке электронным пучком - всего $\sim 0,05$ А/см².

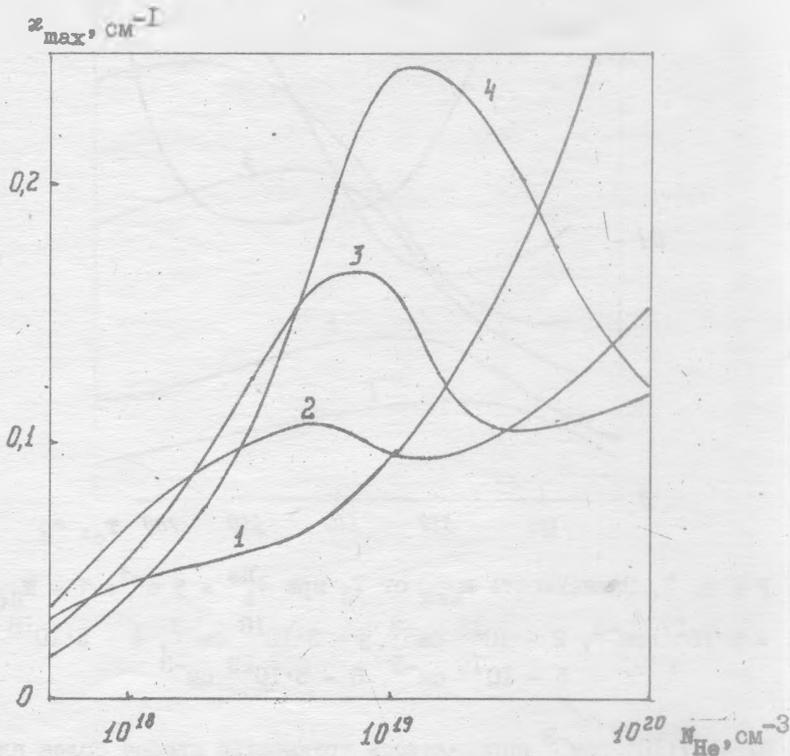
Типичная динамика α и некоторых параметров Sr/He-плазмы при разных длительностях накачки представлена на рис. 1. Видно, что



Р и с.1. Динамика коэффициента усиления и параметров плазмы в зависимости от длительности накачки: 1 - α , 2 - N_e , 3 - T_e , 4 - $N_{Sr^{+++}}$, при $N_{He} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 626^\circ \text{C}$, $\dot{g}_{He} = 10 \text{ с}^{-1}$. Сплошная линия - длительность накачки не ограничена, штриховая - $\tau_0 = 1,75 \text{ мкс}$, пунктирная - $\tau_0 = 0,55 \text{ мкс}$. Внизу показана форма импульса накачки

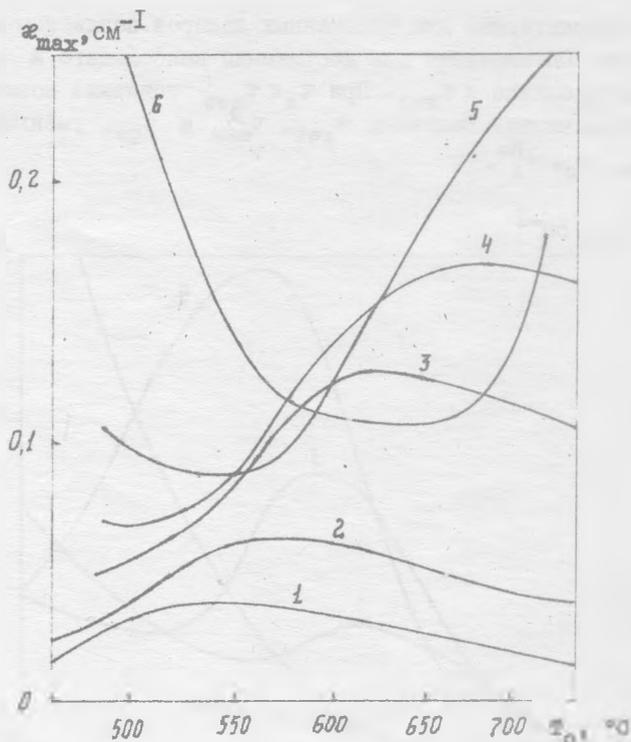
существует зависящее от \dot{g}_{He} , N_{He} , T_0 время τ_{qst} , по истечении которого величина α , пройдя через максимум, принимает квазистационарное значение. Временными характеристиками усиления являются также время задержки τ_{ret} , соответствующее моменту $\alpha = 0$ и зависящее от скорости обрыва накачки, и время достижения максимума τ_{max} (при невыключенной накачке). Обрыв импульса источника сопровож-

дается характерным для плазменных лазеров всплеском \mathcal{E} в послесвечении. Оптимальная для достижения наибольшего \mathcal{E} длительность накачки τ_0 близка к τ_{\max} . При $\tau_0 < \tau_{\text{ret}}$ усиление возможно только в послесвечении. Величины τ_{ret} , τ_{\max} и τ_{opt} уменьшаются с ростом N_{He} , T_0 , ν_1^{He} .



Р и с. 2. Зависимость \mathcal{E}_{\max} от плотности гелия при $\nu_1^{\text{He}} = 5 \text{ с}^{-1}$:
 1 - $T_0 = 510 \text{ }^\circ\text{C}$, 2 - $568 \text{ }^\circ\text{C}$, 3 - $626 \text{ }^\circ\text{C}$, 4 - $713 \text{ }^\circ\text{C}$

- Проведенные расчеты подтверждают основные выводы работы /4/:
- 1) генерация возможна не только в послесвечении, но и в ходе накачки жестким источником ионизации;
 - 2) эффективного усиления можно ожидать при существенно более высоких значениях N_{He} , чем в экспериментах /1,2/, где ограничение



Р и с. 3. Зависимость α_{\max} от T_0 при $\nu_1^{\text{He}} = 5 \text{ с}^{-1}$: 1 - $N_{\text{He}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 2 - 10^{18} см^{-3} , 3 - $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 4 - $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 5 - 10^{19} см^{-3} , 6 - $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

$N_{\text{He}} \leq 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ определялось трудностью пробоя более плотной смеси. Зависимость α_{\max} (величины α в максимуме при $\tau_0 \rightarrow \infty$) от N_{He} показана на рис. 2. На рис. 3 приведена зависимость α_{\max} от T_0 . Качественно ход кривых на рис. 2 и 3 аналогичен наблюдавшимся в [1] зависимостям пиковой мощности генерации от N_{He} и T_0 . Немонотонность изменения α_{\max} как функции исходных параметров оказывается характерной для данной активной среды. Это иллюстрируют и приводимые в табл. I результаты оценочного расчета послесвечения при довольно высоких начальных значениях $N_e(0)$ и $T_e(0)$.

Таблица I

$N_e(0), \text{см}^{-3}$		$1 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$
$T_e(0) =$ $= 2,5 \text{ эВ}$	$T_{\text{max}}, \text{нс}$	26	138	175	220	275	-
	$\alpha_{\text{max}}, \text{см}^{-1}$	4,3	0,47	2,1	1,95	2,66	<0
$T_e(0) =$ $= 17 \text{ эВ}$	$T_{\text{max}}, \text{нс}$	48	138	180	225	285	-
	$\alpha_{\text{max}}, \text{см}^{-1}$	4,3	0,48	1,43	1,24	0,77	<0

Здесь $N_{\text{He}} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 730 \text{ }^\circ\text{C}$. Существование критических для усиления $N_e(0)$ и $T_e(0)$ связано с перегревом среды и аналогично (см. /4/) ограничению сверху на величину w .

Поступила в редакцию
9 июня 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм, ЖЭТФ, 64, 2017 (1973).
2. В. В. Жуков, В. С. Кучеров, Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм, Квантовая электроника, 4, 1257 (1977).
3. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, Плазменные лазеры, "Атомиздат", М., 1978 г.
4. С. М. Бабенко, С. И. Яковленко, Препринт ИАЭ - 3192, М., 1979 г.
5. Л. И. Гудзенко, И. С. Лакоба, Ю. И. Сыцько, С. И. Яковленко, Квантовая электроника, 6, 701 (1979).
6. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, "Наука", М., 1979 г.
7. В. А. Базылев, М. И. Чибисов, Препринт ИАЭ - 3152, М., 1979 г.
8. D. W. Fahey, L. D. Scheerer, W. F. Parks, Phys. Rev., A20, 1372 (1979).
9. C. W. Gear, Comms. ICM, 14, 176 (1971).