

УДК 621.328

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО Хе-Sr ИСТОЧНИКА ЛИНЕЙЧАТОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИНЕ-ЗЕЛЕННОЙ ОБЛАСТИ

А. В. Карелин, С. И. Яковленко

*Показано, что смесь Хе-Sr может быть использована в качестве среды для создания эффективного источника спонтанного линейчатого излучения в синие-зеленой области спектра с суммарным КПД по вложенной энергии, достигающим 40%.*

Пары металлов давно рассматриваются в качестве перспективных активных сред (АС) для создания эффективных источников спонтанного и вынужденного излучения в широком спектральном диапазоне [1 – 5]. Это привело к созданию таких широко используемых в настоящее время в научной и практической деятельности приборов, как, например, *Cu*- и *Cd*-лазеры, *Hg*-лампы, а также различные источники спонтанного излучения на основе паров щелочных металлов (*Li*, *Na*, *Cs*). В последние годы интерес в значительной степени сосредоточился на исследованиях активных сред, излучающих на переходах эксимерных молекул, что, в свою очередь, уже привело к созданию новых, относительно эффективных, источников широкополосного излучения (эксилламп) [6, 7]. Тем не менее, поиск перспективных АС излучателей для различных приложений продолжается (см., например, [8]). В этой связи представляет интерес использование смесей инертных газов с парами металлов для создания эффективных источников спонтанного линейчатого излучения в одном или нескольких относительно узких диапазонах длин волн.

В данной работе мы оценим перспективы создания эффективного источника спонтанного излучения в синие-зеленой области спектра на смеси Хе-Sr. Для определенности будем считать, что возбуждение среды осуществляется жестким ионизатором (электронный пучок, ядерная накачка). Используем для оценок простую стационарную модель, созданную на основе разработанной нами ранее подробной нестационарной кинетической модели *He-Xe-Sr* лазера [5].

Будем учитывать следующие компоненты плазмы: атом стронция  $Sr$ , ион стронция в основном состоянии  $5s^2S_{1/2}$  и два возбужденных состояния иона стронция  $5p^2P$ ,  $6s^2S$ , атом ксенона  $Xe$ , возбужденное состояние атома ксенона  $Xe^*$ , димер  $Xe_2^*$ , ион ксенона  $Xe^+$ , молекулярные ионы  $Xe_2^+$  и  $Sr_2^+$ , а также восемь возбужденных состояний атома стронция  $Sr^*(5p^3P, 5p^1P, 6s^3S, 6s^1S, 6p^3P, 6p^1P, 5d^3D, 5d^1D)$ . Гетероядерные ионы  $XeSr^+$  в данной модели не рассматривались. Нас будет интересовать суммарная мощность излучения на четырех переходах:  $6s^2S \rightarrow 5p^2P$ ,  $5p^2P \rightarrow 5s^2S_{1/2}$ ,  $5d^3D \rightarrow 5p^3P$  и  $5p^1P \rightarrow 5s^1S$ , которые мы будем характеризовать длинами волн  $\lambda = 430,5$ ;  $407,7$ ;  $487,6$  и  $460,7$  нм соответственно. Реальный спектр излучения первых трех переходов, разумеется, богаче. Однако для наших целей это пока не существенно.

Основной релаксационный канал в  $Xe-Sr$  смеси в рамках настоящей модели выглядит следующим образом. Под действием жесткого ионизатора образуются ионы  $Xe^+$  и атомы  $Xe^*$ . Атомарные ионы ксенона в процессе перезарядки на атомах стронция передают возбуждение ионам  $Sr^*(6s^2S)$ , с последующим за этим радиационным каскадом на переходах с  $\lambda = 430,5$  и  $407,7$  нм, который приводит, в результате, к образованию ионов  $Sr^*(5s^2S_{1/2})$ . Последние возникают также в результате реакций Пеннинга  $Xe^*$  и перезарядки  $Xe_2^+$  на атомах  $Sr$ . При достаточно высоких концентрациях атомов буферного газа и металла ионы  $Sr^+(5s^2S_{1/2})$  релаксируют преимущественно по молекулярному каналу через образование  $Sr_2^+$  с последующей диссоциативной рекомбинацией. Кроме того, имеет место и тройная  $e-e$ -рекомбинация атомарных ионов стронция. По каким атомным уровням пойдет релаксация в рекомбинационных процессах, точно не известно. Поэтому в данной модели мы распределяли весь рекомбинационный поток на уровни  $Sr^*(6p^3P, 6p^1P, 5d^3D, 5d^1D)$  в соответствии с их статистическими весами. Далее, мы полагали, что резонансный переход  $6p^1P \rightarrow 5s^1S$  существенно реабсорбирован, поэтому дальнейшая релаксация с уровня  $6p^1P$  пойдет по каналу  $6p^1P \rightarrow 6s^1S$ . Кроме радиационных переходов для всех возбужденных состояний атома  $Sr$  учитывалось также их исчезновение с образованием молекул в трехчастичных реакциях со скоростью  $10^{-32}$  см<sup>6</sup>/с. Коэффициент ускользания излучения для перехода  $5p^1P \rightarrow 5s^1S$  полагался равным  $\Theta = 5 \cdot 10^{-4}$ . Неупругие процессы с участием электронов для всех переходов, кроме  $5p^1P \leftrightarrow 5s^1S$ , не учитывались. Приводимая здесь модель работает в диапазоне температур активной среды  $T = 1000 - 1200$  К. При этом используемый коэффициент  $\Theta$  для резонансного перехода в рассматриваемом диапазоне температур следует считать нижним пределом.

Концентрация атомов стронция вычислялась по формуле  $N_{Sr} = \frac{1}{T} \cdot \exp\left(60,3 - \frac{16458}{T}\right)$

(здесь концентрация измеряется в  $\text{см}^{-3}$ , а температура среды в  $\text{K}$ ), которая с точностью не хуже 9% работает в диапазоне температур от 980 до 1300  $\text{K}$ . Накачку будем характеризовать частотой ионизации  $\nu$ ,  $\text{с}^{-1}$ . Энергия образования пары для ксенона принималась равной  $E_p = 22 \text{ эВ}$ . Тогда для концентрации атомов ксенона  $[Xe] = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $\nu = 5 \text{ с}^{-1}$  мощность энергоклада в среду равна  $w = 17,6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ .

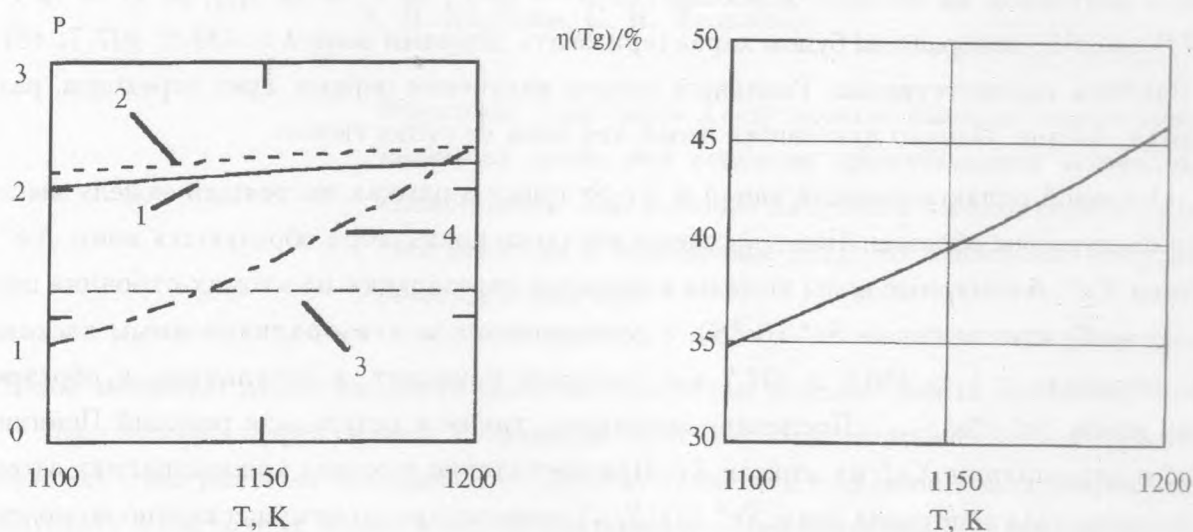


Рис. 1. Зависимости удельной мощности спонтанного излучения ( $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ ) от газовой температуры: 1 – 430,5 нм; 2 – 407,7 нм; 3 – 487,6 нм и 4 – 460,7 нм.

Рис. 2. Зависимость суммарного КПД преобразования вложенной энергии в излучение от температуры.

Обсудим результаты оценок мощности излучения (рис. 1) и КПД по вложенной энергии (рис. 2) для температуры электронов  $T_e = 0,3 \text{ эВ}$ . Это значение следует из решения упрощенного уравнения теплового баланса для рассматриваемых условий. Видно, что суммарный КПД конверсии вводимой энергии в излучение в рассматриваемом диапазоне длин волн с ростом температуры может достигать 45%. Основной вклад в излучение дают ионные ( $\lambda = 430,5$  и  $407,7 \text{ нм}$ ) и, при высоких температурах, атомная резонансная ( $\lambda = 460,7 \text{ нм}$ ) линии. Следует особо отметить, что последняя весьма чувствительна к температуре электронов. Так, например, при  $T_e = 0,2 \text{ эВ}$  излучением этой линии можно практически пренебречь и общий КПД активной среды снижается до  $\eta \approx 35\%$ . Такое поведение обусловлено сильной реабсорбцией излучения, вследствие чего основную роль

в релаксации уровня  $5p^1P$  начинают играть неупругие процессы с участием электронов.

Таким образом, смесь  $Xe-Sr$  может оказаться перспективной активной средой для создания эффективного источника спонтанного линейчатого излучения в сине-зеленой области спектра с суммарным КПД по вложенной энергии, достигающим  $\eta \approx 40\%$ . Следует ожидать, что среди других паров металлов найдутся аналогичные системы, излучающие эффективно в других спектральных диапазонах.

Такие среды могут использоваться, например, для конверсии энергии заряженных продуктов ядерных реакций в излучение накачки твердотельных лазеров, а также для создания относительно узкополосных ламповых источников накачки лазеров на красителях, различных сигнальных систем непрерывного действия, не требующих прокачки, и т.д.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Справочник по лазерам. Под ред. А. М. Прохорова. Т. 1. М., Советское радио, 1978.
- [2] Excimer Lasers. Ed. by Ch. K. Rhodes, Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- [3] Солдатов А. Н., Соломонов В. И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов, Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1985.
- [4] Иванов И. Г., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М., Энергоатомиздат, 1990.
- [5] Карелин А. В., Яковленко С. И. Квантовая электроника, **20**, 631 (1993).
- [6] Бойченко А. М., Скакун В. С., Соснин Э. А. и др. Квантовая электроника, **23**, 344 (1996).
- [7] Бойченко А. М., Панченко А. М., Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Квантовая электроника, **23**, 417 (1996).
- [8] Prelas M. A., Woody F. P., Kunze J. F., Miley G. H. Lasers and Particle Beams, **6**, 25 (1988).

Поступила в редакцию 13 февраля 1997 г.