

А.В. Карелин, Р.В. Широков, С.И. Яковленко

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ХЕ–SR-СМЕСИ, НАКАЧИВАЕМОЙ ЖЕСТКИМ ИОНИЗАТОРОМ

Построены нестационарные самогласованные кинетические модели Хе–Sr-лазера на переходе $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 430,5$ нм) иона стронция и Хе–Sr-лампы, накачиваемых жестким ионизатором. Получены оптимальные условия генерации, при которых КПД лазера по вложенной энергии может превышать 3 %. Показано, что эффективность источника линейчатого спонтанного излучения в области спектра 400–500 нм может достигать 30 %.

Введение

Пары металлов II группы 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 появлению таких широко используемых сегодня приборов, как, например, Cu- и Cd-лазеры, Hg-лампы. Тем не менее поиск перспективных АС-излучателей для различных приложений продолжается. В связи с этим представляет интерес изучение смеси Хе–Sr с целью создания эффективных источников как лазерного (с длиной волны 430,5 нм), так и спонтанного линейчатого излучения (в синезеленой области спектра).

Экспериментально и теоретически генерация на переходе $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 430,5$ нм) однократного иона стронция Sr^+ исследуется давно (см. [6–8]). Рассматривались различные смеси и способы накачки верхнего лазерного уровня:

а) смесь Хе(Ne)–Sr(H_2) с рекомбинационной накачкой [4,7–11], в которой атомы и ионы гелия или неона эффективно охлаждают электроны плазмы, а верхний рабочий уровень $6s^2S$ иона Sr^+ заселяется в процессе тройной e-e-рекомбинации ионов Sr^{++} , возникающих в результате перезарядки ионов $He^+(Ne^+)$ на атомах стронция Sr. Добавление в смеси Хе–Sr и Ne–Sr небольших количеств водорода, не снижающих концентрацию двукратных ионов стронция, приводит к падению температуры электронов и появлению генерации в течение длительного послесвечения [7];

б) смесь Хе–Sr с накачкой верхнего лазерного уровня путем перезарядки ионов ксенона Xe^+ на атомах стронция Sr [12, 13]. Генерация не была получена, по мнению авторов [13], из-за малого сечения перезарядки Xe^+ на Sr и высокой температуры электронов, неэффективно охлаждаемых тяжелыми частицами плазмы;

в) теоретически рассматривалась также смесь Хе–Хе–Sr с накачкой верхнего уровня в процессе перезарядки Xe^+ на Sr, а также (в меньшей степени) рекомбинационно [10]. Здесь свободные электроны, охлаждаемые гелием, эффективно девозбуждают нижний лазерный уровень. Два механизма накачки верхнего уровня могут обеспечивать возникновение мощной генерации (КПД лазера может превышать 1%).

Результаты оптимизации некоторых из этих смесей, накачиваемых жестким ионизатором, приведены в обзоре [5].

Атом и ион стронция (в смеси с ксеноном) привлекательны также с точки зрения создания источника линейчатого спонтанного излучения в области 400–500 нм (диаграммы Гротриана, рис. 1). В этот диапазон укладываются длины волн четырех ионных и пяти наиболее мощных атомных переходов в стронции. Таким образом, можно рассчитывать на высокий КПД рассматриваемого источника.

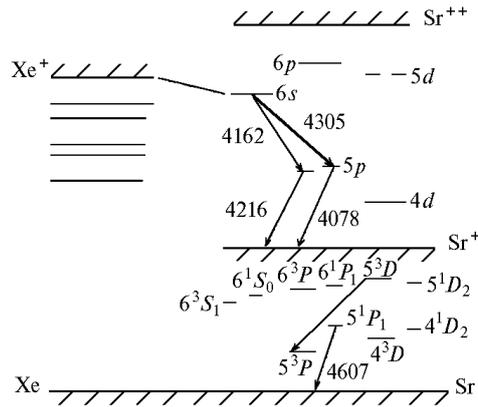


Рис. 1. Схема энергетических уровней в смеси Xe–Sr

1. Кинетическая модель

В модели учитывались следующие компоненты активной среды (см. рис. 1): атом стронция Sr в основном состоянии $5s^2\ ^1S_0$, возбужденные состояния атома стронция Sr*: $5s5p^3P_{0,1,2}$, $5s6p^3P$, $5s5p^1P_1$, $5s6p^1P_1$, $5s4d^3D$, $5s5d^3D_{1,2,3}$, $5s4d^1D_2$, $5s5d^1D_2$, $5s6s^3S_1$, $5s6s^1S_0$, ион стронция в основном состоянии $5s\ ^2S_{1/2}$, семь возбужденных состояний иона стронция $4d^2D$, $5p^2P_{1/2,3/2}$, $5d^2D_{3/2,5/2}$, $6s^2S$, $6p^2P$, двукратный ион стронция Sr⁺⁺, молекулярный ион стронция Sr₂⁺; атом ксенона Xe, два возбужденных состояния атома ксенона: состояние Xe* эффективно объединяет уровни 6s, состояние Xe** – 6p и 5d, димеры Xe₂^{*} и Xe₂^{**}, ион ксенона Xe⁺, молекулярный ион Xe₂⁺; молекулы водорода H₂, H₂^{*}, атом водорода H, ион водорода H⁺, молекулярные ионы H₂⁺ и H₃⁺. Кроме этого в модели рассматривалось формирование спонтанного излучения с длинами волн в диапазоне 400–500 нм (см. рис. 1): $\lambda = 4305$ и $\lambda = 4162$ Å (переходы $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2,1/2}$ в ионе), резонансные линии в ионе $\lambda = 4078$ и 4216 Å (переходы $5p^2P_{3/2,1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$), резонансная линия в атоме $\lambda = 4607$ Å (переход $5p^1P_1 \rightarrow 5s^1S_0$), $\lambda = 4968$, 4872 , 4832 Å (переходы $5d^3D_1 \rightarrow 5p^3P_{2,1,0}$ в атоме) и $\lambda = 4962$ Å (переход $5d^3D_3 \rightarrow 5p^3P_2$ в атоме).

В качестве источника накачки лазера рассматривался импульсный пучок электронов с энергией 100 кэВ, длительностью по основанию 100–300 нс. Для лампы рассматривалась ядерная накачка с плотностью потока нейтронов в пике $\sim 10^{15}$ н-н/(с·см²) и длительностью $t_0 = 1$ мс. Форма импульса в обоих случаях задавалась в форме колокола [9]:

$$v(t) = v_0 (\mu t) / [7 (1 + e^{\mu t - 10})], \quad (1)$$

где v_0 – максимальная частота ионизации; $\mu = 12/t_0$, t_0 – длительность импульса по основанию (на уровне $v = 0,1 v_0$). Частота ионизации электронным пучком атомов ксенона связана с плотностью тока пучка электронов j следующим образом:

$$v = 135 j, \quad (2)$$

где плотность тока измеряется в А/см²; частота ионизации – в с⁻¹. При замене электронного пучка или ядерной накачки другим жестким ионизатором, обеспечивающим такую же частоту ионизации среды, основные выводы работы не изменятся [5].

Коэффициенты скоростей основных плазмохимических реакций в смеси Xe–Sr взяты из [10]. Наряду с перезарядкой ионов ксенона на атомах стронция введена перезарядка ионов стронция, находящихся в возбужденных состояниях $5d^2D_{3/2,5/2}$, на атомах ксенона, прямые и обратные процессы связывались принципом детального равновесия. Учтено изменение во времени коэффициентов ускользания Θ , учитывающих реабсорбцию излучения на переходах в основные и метастабильные состояния атома и иона стронция. Учтена «паразитная» фотоионизация лазерным излучением атомов Xe** и молекул Xe₂** с сечением $1,5 \cdot 10^{-17}$ см².

Влияние водорода на кинетику плазмы учитывалось ограниченным числом реакций, среди которых:

- охлаждение электронов на молекулах и ионах водорода со скоростью $1,8 \cdot 10^{-7} \sqrt{T_e}$;
- ионизация атомов и молекул водорода под действием импульса накачки;

- тройная ударно-излучательная рекомбинация ионов водорода H^+ ;
- конверсия атомов H и ионов водорода H^+ в молекулярные ионы H_2^+ , H_3^+ ;
- диссоциативная рекомбинация ионов H_2^+ , H_3^+ ;
- перезарядка ионов H^+ , H_2^+ , H_3^+ на атомах ксенона с образованием иона ксенона и на атомах стронция с образованием ионов стронция в возбужденных состояниях $6p^2P$ со скоростью $10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$.

Концентрация атомов стронция в единице объема оценивалась по давлению насыщенных паров на основании данных, взятых из справочника [14]. Ее температурная зависимость в диапазоне 980–1300 К с точностью не хуже 9 % описывается формулой

$$N = [(1,54 \cdot 10^{26})/T] e^{-16458/T}. \quad (3)$$

Здесь T измеряется в кельвинах, N – в см^{-3} .

Под действием жесткого ионизатора в АС образуются ионы Xe^+ и возбужденные атомы Xe^* и Xe^{**} ксенона. Накачка состояния Sr^+ ($6s^2S$) осуществляется главным образом в процессе перезарядки ионов ксенона на атомах стронция (см. рис. 1). Инверсия заселенностей на переходе $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ возникает вследствие эффективного девозбуждения электронами нижнего рабочего состояния $5p^2P_{3/2}$. Релаксация ионов стронция Sr^+ в основном состоянии происходит, главным образом, путем конверсии в молекулярный ион Sr_2^+ и последующей его диссоциативной рекомбинации, ведущей к заселению высоколежащих возбужденных состояний атома стронция. Рекомбинационный поток распределялся по уровням $6p^3P$, $6p^1P_1$, $5d^3D_{1,2,3}$, $5d^1D_2$, $6s^3S_1$, $6s^1S_0$ атома стронция в соответствии с их статистическими весами. Скорости перемешивания возбужденных состояний электронами, а также неизвестные вероятности радиационных переходов в атоме стронция рассчитывались по таблицам и формулам, предложенным в [15].

Для расчетов использовался комплекс программ «ПЛАЗЕР». Задавались начальные концентрации компонент АС, начальная температура газа T_0 в АС, эффективное время жизни фотона в резонаторе, форма импульса накачки и частота ионизации среды в пике, соответствующая заданному способу накачки. Рассчитывались нестационарные концентрации электронов, атомов, молекул и ионов, температуры электронов и тяжелых частиц в плазме, мощности P_λ каждой линии в отдельности для лампы. Развитие мощности генерации P лазерного излучения в резонаторе рассчитывалось в нульмерном приближении.

2. Лазер на смеси Xe–Sr

При проведении расчетов лазера с длиной волны излучения 430,5 нм предполагалась цилиндрическая геометрия АС с радиусом $R_a = 1$ см и длиной $L_a = 100$ см.

Численное моделирование показало, что с ростом длительности импульса накачки t_0 улучшаются выходные характеристики лазера. Для расчетов выбрано значение $t_0 = 250$ нс, поскольку дальнейшее его увеличение незначительно влияет на результирующий кпд η лазера.

Добавление в АС любого количества водорода не улучшает выходных характеристик лазера. Это объясняется тем, что, несмотря на снижение температуры электронов при введении водорода уменьшается концентрация электронов, поскольку их охлаждение способствует увеличению скоростей рекомбинационных процессов (особенно диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов). Вследствие этого скорость девозбуждения нижнего лазерного уровня электронным ударом, играющего главную роль в разгрузке нижнего рабочего уровня, вопреки ожиданиям, уменьшается $\sim N_e/\sqrt{T_e}$. Это приводит к росту заселенности нижнего уровня и уменьшению величины инверсной заселенности на рабочем переходе.

Оптимизация параметров активной среды и резонатора для выбранной длительности электронного пучка дала следующие результаты: давление ксенона 60 Торр ($[Xe] = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), начальная температура АС $T_0 = 920$ °С, коэффициент отражения резонатора $r = 0,95$ при удельном энергокладе в среду $W = 1,7$ мДж/см³ (плотность тока $j = 11$ А/см²). Генерация начинается через 0,1 мкс после начала импульса накачки и имеет длительность 1,3 мкс. В максимуме мощность излучения составляет 128 Вт/см³, кпд по вложенной энергии за импульс – 3,8%, $N_e = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0,31$ эВ. Минимальная температура АС, при которой появляется генерация, составляет 700 °С при концентрации ксенона $[Xe] = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 приведены зависимости энергосъема за импульс E_V и кпд η от начальной температуры среды T_0 . Оптимум при $T_0 = 920$ °С ($[Sr] = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) обусловлен тем, что с увеличением

концентрации стронция растет скорость конверсии ионов Sr^{+} и атомов Sr стронция с образованием молекулярных ионов Sr_2^+ , в результате диссоциативной рекомбинации которых падает концентрация электронов N_e и растет их температура T_e , а это, в свою очередь, уменьшает инверсию на рабочем переходе (снижается девозбуждение нижнего рабочего уровня $5p^2P_{3/2}$). Перезарядка рабочих ионов стронция на собственных атомах также уменьшает величину инверсии.

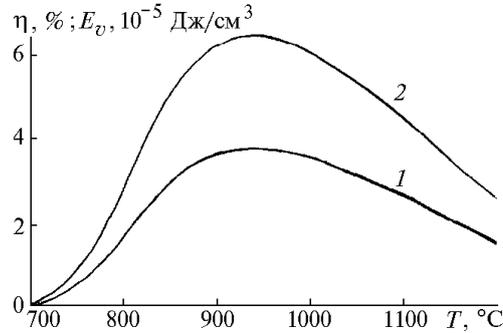


Рис. 2. Зависимости η (1) и E_v (2) от начальной температуры T_0 смеси Xe-Sr при $[\text{Xe}] = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $j = 11 \text{ А/см}^2$, $r = 0,95$

С увеличением удельного энерговклада в АС до значения $W = 2,5 \text{ мДж/см}^3$ КПД достигает максимума $\eta = 3,9 \%$. Дальнейший рост энерговклада почти не влияет на КПД, поскольку увеличение концентрации ионов ксенона компенсируется электронным девозбуждением верхнего уровня. Порог генерации излучения составляет $W_{th} \approx 0,5 \text{ мДж/см}^3$.

Коэффициент отражения r выходного зеркала резонатора несущественно влияет на энергосъем E_v рабочего излучения. Оптимальным является значение $r = 0,95$. Минимальное значение r , при котором возможна генерация, составляет $\approx 10\%$.

3. Источник линейчатого спонтанного излучения

Геометрия АС при расчетах Sr-лампы сохранена прежней. Проведена оптимизация параметров АС в условиях ядерной накачки с приведенными выше характеристиками. Оптимальное давление ксенона составляет 42 Торр ($[\text{Xe}] = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), температура АС $T_0 = 850 \text{ }^\circ\text{C}$. В этих условиях суммарная мощность в пике импульса излучения на рассматриваемых линиях составляет $6,3 \text{ Вт/см}^3$, КПД $\eta = 30\%$, $T_e = 0,34 \text{ эВ}$, $N_e = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, удельная пиковая мощность энерговклада 21 Вт/см^3 . Основной вклад в излучение дает резонансная линия атома 4607 \AA .

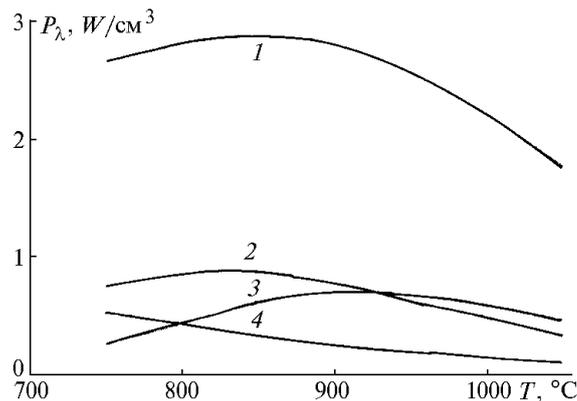


Рис. 3. Мощности линий P_λ в зависимости от начальной температуры АС при $[\text{Xe}] = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$: 1 – P_{4607} ; 2 – $(P_{4305} + P_{4162})$; 3 – $(P_{4078} + P_{4216})$; 4 – $(P_{4968} + P_{4872} + P_{4832} + P_{4962})$

На рис. 3 представлена температурная зависимость мощности групп линий. Поведение резонансных линий иона объясняется конкуренцией процессов роста мощности накачки уровнем $5p^2P_{3/2,1/2}$ и их конверсией в молекулярный ион Sr_2^+ . На заселенность уровня $6s^2S_{1/2}$ кроме конверсии влияет также реакция Пеннинга на собственном атоме. Этим объясняется то, что

максимум линий 4305, 4162 Å наблюдается при меньших температурах, в отличие от максимума резонансных линий иона. Наличие паразитного канала релаксации $5p^2P_{3/2,1/2} \rightarrow 4d^2D \rightarrow 5s^2S$ приводит к тому, что мощность линий 4078, 4216 Å меньше по сравнению с мощностью линий 4305, 4162 Å при относительно невысоких температурах. Рост концентрации молекулярных ионов стронция Sr_2^+ с ростом температуры газа T_0 приводит к уменьшению концентрации электронов в плазме.

На температуру электронов T_e существенно влияют скорости перемешивания возбужденных уровней атома стронция электронами: с ростом концентрации атомов стронция в основном состоянии возбуждение $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^3P_{2,1,0}$ (сопровождающееся охлаждением электронов) начинает преобладать над обратным процессом девозбуждения. Это приводит к уменьшению T_e с ростом T_0 . Переход $5s5p^1P_1 \rightarrow 5s^2^1S_0$ является, несмотря на сильную реабсорбцию излучения, наиболее мощным радиационным каналом релаксации в атоме стронция: этим объясняется высокая мощность P_{4607} резонансной линии атома. Перемешивание возбужденных состояний электронами существенно влияет на величину P_{4607} (причем как уменьшает, так и увеличивает ее). Например, в оптимальных условиях отсутствие перемешивания резонансного уровня с другими возбужденными уровнями атома электронами увеличивает результирующее значение P_{4607} в 1,5 раза. Это объясняется тем, что возбуждение сильнозаселенных состояний $5s5p^3P_{2,1,0}$ и $5s4d^3D_{3,2,1}$ электронами превосходит обратное девозбуждение. Такие процессы также приводят к некоторому охлаждению (так называемому радиационному охлаждению) электронов плазмы. Уменьшение P_{4607} при $T_0 > 850$ °C (см. рис. 3) обусловлено ростом реабсорбции этого излучения (коэффициент ускользания $\Theta \sim 1/\sqrt{[Sr]}$) при наличии достаточно эффективного девозбуждения.

С ростом концентрации ксенона мощности почти всех линий растут (рис. 4), однако оптимальный КПД источника наблюдается при $[Xe] = 1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Это связано с увеличением мощности энергоклада в АС. Ослабление ионных линий относительно атомных при высоких давлениях ксенона обусловлено конверсией ионов стронция в молекулярный ион.

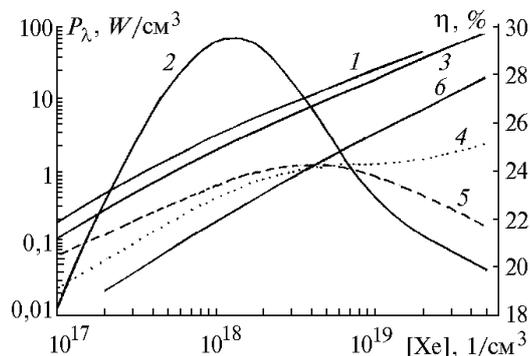


Рис. 4. Зависимости полной мощности P и КПД η источника, а также мощностей отдельных линий P_λ от концентрации ксенона в АС при $T_0 = 850$ °C: 1 — P ; 2 — η ; 3 — P_{4607} ; 4 — $(P_{4305} + P_{4162})$; 5 — $(P_{4078} + P_{4216})$; 6 — $(P_{4968} + P_{4872} + P_{4832} + P_{4962})$

Заключение

Нами создана и исследована нестационарная кинетическая модель Хе–Sr-лазера с длиной волны 430,5 нм на переходе $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ однократного иона стронция, накачиваемого высокоэнергетическим пучком электронов. Результаты расчетов указывают на возможность получения эффективной генерации на рассматриваемом переходе.

Оптимальными условиями генерации являются (при $L_a = 100$ см, $R_a = 1$ см): длительность импульса накачки по основанию $t_0 = 250$ нс; начальная температура АС $T_0 = 920$ °C ($[Sr] = 1,3 \cdot 10^{17}$ см⁻³); концентрация ксенона $[Xe] = 2,1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (соответствующее давление $p_{Xe} = 60$ Торр); удельный энергоклад в АС $W = 1,7$ МДж/см³ (плотность тока электронов $j = 11$ А/см², частота ионизации ксенона $\nu_0 = 1500$ с⁻¹); коэффициент отражения выходного зеркала резонатора $r = 0,95$. При этом удельный энергоотъем лазерного излучения составляет $E_v = 6,6 \cdot 10^{-5}$ Дж/см³ (полная энергия излучения $E = 0,02$ Дж), КПД АС по вложенной энергии $\eta = 3,9\%$, длительность генерации $\tau = 1,3$ мкс.

Моделирование источника спонтанного линейчатого излучения в области спектра 400–500 нм в смеси Хе–Sr при накачке от импульсного ядерного реактора также позволяет сделать вывод о возможности создания эффективной лампы с КПД, достигающим 30 %. Оптимальные параметры Хе–Sr-смеси в этом случае следующие:

начальная температура стронция $T_0 = 850$ °С ($[Sr] = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³);

концентрация ксенона $[Xe] = 1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (соответствующее давление $p_{Xe} = 42$ Торр).

Следует ожидать, что среди других паров металлов в смеси с инертными газами найдутся аналогичные схемы, эффективно излучающие в других спектральных диапазонах.

1. Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Советское радио, 1978. Т. 1. 504 с.
2. *Excimer Lasers* / Ed. by Ch.K. Rhodes. Berlin: Springer-Verlag, 1979. 248 с.
3. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 152 с.
4. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
5. Карелин А.В., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1986. Т. 20. N 7. С. 631–651.
6. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. // Квантовая электроника. 1973. Т. 3(15). N 1. С. 66–71.
7. Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. N 6. С. 1257–1267.
8. Бабенко С.М., Яковленко С.И. Анализ кинетики процессов в Хе–Sr-лазере. М., 1979. 40 с. (Препринт/Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, N 3192).
9. Держиев В.И., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Янчарина А.М. // Труды ИОФ АН. М.: Наука, 1989. Т. 21. С. 5–43.
10. Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Яковленко С.И. Кинетические модели лазеров высокого давления на смесях стронция с инертными газами (гелий, неон, ксенон), накачиваемых жестким ионизатором. М., 1988. 60 с. (Препринт/Институт общей физики АН СССР, N 90).
11. Atamas' S.N., Latush E.L., and Sem M.F. // Sov. J. of Laser Research. 1994. V. 15. N. 1. P. 66–68.
12. Butterfield K.B., Gerstenberger D.S., Shay T., Little W.L., and Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 6. P. 3088–3096.
13. Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. // Журнал прикладной спектроскопии. 1980. Т. 32. N4. С. 738–740.
14. Справочник «Физические величины» / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. Вайнштейн Л.А., Соболевман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 144 с.

Институт общей физики РАН,
Москва

Поступила в редакцию
17 июня 1997 г.

A. V. Karelin, R. V. Shirokov, S. I. Yakovlenko. Numerical Modeling of Plasmochemical Processes in Hard Ionizer Pumped Xe–Sr-Mixture.

Non-stationary self-consistent detailed kinetic models of Xe–Sr-laser on $6s^2S \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 430.5$ nm) transition in strontium ion and of Xe–Sr-lamp pumped by hard ionizer are developed. Optimum conditions of lasing, at which the efficiency of the laser with respect to energy deposited in active medium may exceed 3 %, are obtained. It is shown, that the efficiency of a source of spontaneous radiation in a spectrum region of 400–500 nm may reach 30 %.