

О предельной частоте следования импульсов генерации лазера на самоограниченных переходах иона стронция

А.Н.Солдатов, Н.А.Юдин, А.В.Васильева, Ю.П.Полунин,
Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, А.А.Фесенко

Представлены результаты экспериментальных исследований частотно-энергетических характеристик лазера на самоограниченных переходах иона стронция ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм), полученные при введении дополнительного импульса перед каждым импульсом возбуждения, а также результаты численного моделирования кинетики процессов в активной среде этого лазера. Показано, что частота следования импульсов генерации ионного лазера на самоограниченных переходах стронция может достигать ~ 1 МГц. Установлено увеличение энергии импульса генерации в первом импульсе, а также средней мощности и КПД в определенном диапазоне временных задержек между дополнительным и возбуждающим импульсами, обусловленное существенной остаточной предимпульсной концентрацией не успевших прорекомбинировать ионов стронция. Показана перспективность использования пачек импульсов для возбуждения самоограниченных ИК переходов иона стронция.

Ключевые слова: лазер на самоограниченных переходах иона стронция, импульсно-периодический режим, математическое моделирование.

Лазер на самоограниченных переходах ионов стронция с длинами волн $\lambda = 6.456$ и ~ 3 мкм (Sr I) и $\lambda \sim 1$ мкм (Sr II) является эффективным источником излучения в ИК диапазоне [1–5]. Как показывает анализ, длины волн излучения лазера на парах стронция (ЛПС) попадают в полосы поглощения полимеров и биотканей. Большой коэффициент поглощения лазерного излучения на этих длинах волн обеспечивает эффективную абляцию, что позволяет применять лазер в медицинских установках, а также для обработки материалов [6].

Достигнутые к настоящему времени высокие энергетические характеристики ЛПС (суммарная мощность генерации 13.5 Вт с энергией в импульсе 1.16 мДж [5]) и частоты следования импульсов (до 100 кГц [7]) указывают на актуальность и перспективность дальнейших исследований с целью повышения энергетических характеристик излучения ЛПС на переходах Sr I и Sr II при высоких частотах следования импульсов.

ЛПС относится к классу РМ-лазеров (лазеров на переходах с резонансного на метастабильный уровень). Одним из наиболее эффективных РМ-лазеров является лазер на парах меди (ЛПМ), исследованию процессов в ак-

тивной среде которого посвящено наибольшее число работ (см., напр., [8–12]). В число факторов, ограничивающих достижимую частоту следования импульсов в ЛПМ (без учета фактора перегрева активной среды), могут входить высокая предимпульсная населенность метастабильных состояний, приводящая к снижению инверсии и усилению [13–17], и высокая предимпульсная концентрация электронов n_e , не позволяющая быстро разогреть электронный газ до температуры T_e , при которой скорость заселения верхнего лазерного уровня превышает скорость заселения нижнего [18–26]. При этом различные факторы взаимосвязаны [16], а их вклад зависит от условий и способов возбуждения активной среды [25]. Имеющаяся в литературе неоднозначность в оценке достижимых частотно-энергетических характеристик даже наиболее изученного ЛПМ указывает на необходимость дальнейшего исследования РМ-лазеров с целью выяснения энергетического потенциала этого класса лазеров и, в частности, лазера на самоограниченных переходах атома и иона стронция.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований частотно-энергетических характеристик лазера на самоограниченных переходах иона стронция ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм), полученные при введении дополнительного импульса перед каждым импульсом возбуждения, а также результаты численного моделирования кинетики процессов в активной среде, соответствующие экспериментальным условиям.

Эксперименты проводились с саморазогревной газоразрядной трубкой (ГРТ), разрядный канал которой был изготовлен из керамической (ВеО) трубки длиной 50 см с внутренним диаметром 1.5 см. На торцах разрядного канала в холодных буферных зонах ГРТ располагались электроды. В качестве буферного газа использовался гелий при давлении 100 Тор. Импульсно-периодический режим двухимпульсного возбуждения активной среды осуще-

А.Н.Солдатов. Западно-Сибирский филиал Российского государственного университета инновационных технологий и предпринимательства, Россия, 630050 Томск, просп. Ленина, 36; Томский государственный университет, Россия, 630050 Томск, просп. Ленина, 36; e-mail: general@tic.tsu.ru

Н.А.Юдин. Западно-Сибирский филиал Российского государственного университета инновационных технологий и предпринимательства, 630050 Томск, просп. Ленина, 36

А.В.Васильева, Ю.П.Полунин. Томский государственный университет, Россия, 630050, Томск, просп. Ленина, 36

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, А.А.Фесенко. Южный федеральный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5; e-mail: latush@phys.rsu.ru

Поступила в редакцию 30 января 2008 г.

ствлялся за счет разряда накопительных конденсаторов тиратронами: возбуждающего импульса – тиратроном ТГИ1-500/20 и дополнительного импульса – тиратроном ТГИ1-270/12. Энергия возбуждающего и дополнительного импульсов изменялась путем варьирования напряжения на высоковольтных выпрямителях, при этом за счет использования схемы резонансного заряда в каждом канале начальные напряжения на накопительных конденсаторах были вдвое выше напряжений на выпрямителях. Частота следования импульсов возбуждения изменялась в пределах 15–19 кГц. Регистрация импульсов тока и генерации проводилась с помощью токового шунта и коаксиального фотоэлемента ФЭК-24 соответственно. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS-3032. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности Ophir (Nova-II). Для исследования спектрального состава излучения использовались светофильтры, пропускающие излучение в области ~ 1 мкм (СЗС-20) и в области ~ 3 мкм (СЗС-8).

На первом этапе эксперимента с помощью возбуждающего импульса ЛПС выводился на рабочий режим одновременной генерации излучения с длинами волн $\lambda = 6.456, 2.60, 2.69, 2.92, 3.01$ и 3.06 мкм (Sr I) и $\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм (Sr II) с суммарной мощностью ~ 1 Вт. Затем перед каждым импульсом возбуждения на ГРТ подавался дополнительный импульс с регулируемой задержкой ($\sim 1 - 3$ мкс) между импульсами [27]. В ходе эксперимента изменялись напряжение высоковольтного выпрямителя (от 0 до 3.6 кВ) и емкость накопительного конденсатора (500, 890 и 1650 пФ) дополнительного канала. Напряжение на высоковольтном выпрямителе (3.6 кВ) и емкость накопительного конденсатора (890 пФ) в канале формирования импульса возбуждения не изменялись, как и емкость обостряющего конденсатора (90 пФ).

Проведенные исследования показали, что при уменьшении задержки между дополнительным и возбуждающим импульсами (при сравнимых энергиях накачки в обоих импульсах) изменения энергии генерации на самоограниченных переходах Sr I в возбуждающем импульсе*. В то же время в определенном диапазоне временных задержек увеличивалась энергия генерации на самоограниченных переходах Sr II в импульсе возбуждения. Для иллюстрации вышесказанного на рис.1 приведены осциллограммы импульсов тока разряда и генерации на самоограниченных ИК переходах Sr II ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм (см. схему уровней Sr II на рис.2)) при наличии только возбуждающего импульса, а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 и 1.35 мкс (емкости накопительных конденсаторов в дополнительном и основном каналах возбуждения были одинаковы и равны 890 пФ, напряжения на выпрямителях составляли 3.4 и 3.6 кВ соответственно).

*Ясно, что речь идет не об импульсе возбуждения и дополнительном импульсе (импульсах накачки), а об импульсах лазерного излучения (или «импульсах усиления»), возникающих под действием соответствующих импульсов накачки. Однако в дальнейшем для простоты мы будем говорить о лазерных импульсах и «импульсах усиления» в возбуждающем, дополнительном и других импульсах.

Наряду с ростом импульсных энергетических характеристик в возбуждающем импульсе при двухимпульсном возбуждении (рис.1) наблюдалось и увеличение средней мощности генерации P_{av} на ИК переходах Sr II. Так, если при наличии только возбуждающего импульса мощность $P_{av} = 82$ мВт, то при двухимпульсном возбуждении она возрастала до 211 мВт (при задержке 2.6 мкс) и 100 мВт (при задержке 1.35 мкс). Это свидетельствует о возрастании при двухимпульсном возбуждении как КПД генерации для возбуждающего импульса, так и среднего КПД для двух импульсов.

Заметим, что в [28] была показана возможность повышения импульсных энергетических характеристик во втором и последующих импульсах, а также КПД и средней мощности генерации на рекомбинационных лазерных переходах Sr II в видимом диапазоне ($\lambda = 430.5$ и 416.2 нм (см. рис.2)) при возбуждении активной среды

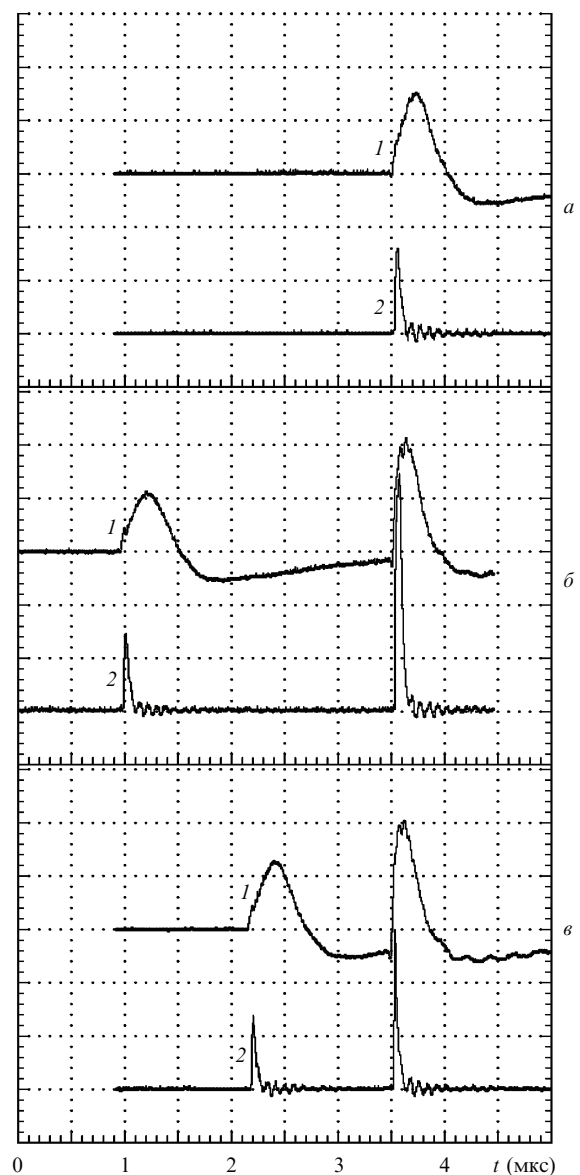


Рис.1. Осциллограммы импульсов тока разряда (1) и генерации на самоограниченных ИК переходах Sr II ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм) (2) при наличии только возбуждающего импульса (а), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 (б) и 1.35 мкс (в). Цена деления для импульсов тока 133 А/дел.

пачками импульсов с коротким межимпульсным интервалом (~1 мкс). Сведения о механизмах генерации рекомбинационного He–Sr⁺-лазера можно найти в работах [11, 12, 29, 30]. На основании полученных в настоящей работе результатов можно сделать вывод о перспективности использования пачек импульсов и для возбуждения самоограниченных ИК переходов Sr II (λ = 1.033 и 1.091 мкм). При этом для предотвращения перегрева активной среды по мере увеличения числа импульсов в пачке необходимо в определенных пределах снижать либо импульсный энерговклад, либо частоту следования пачек импульсов. Предварительные эксперименты, проведенные в режиме возбуждения пачками из трех импульсов с коротким межимпульсным интервалом (~1–3 мкс), показали, что, как и в случае рекомбинационных лазерных переходов Sr II [28], импульсные энергетические характеристики генерации на самоограниченных ИК переходах Sr II во втором и третьем импульсах превышают их значения в первом импульсе в определенном диапазоне межимпульсных интервалов.

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов было проведено численное моделирование кинетики процессов, протекающих в активной среде. Расчеты проводились с использованием самосогласованной математической модели He–Sr⁺-лазера [31]. Модель включает в себя совместное описание электрической цепи и плазмы импульсно-периодического разряда. Моделирование электрической цепи сводится к записи дифференциальных уравнений для токов и напряжений, которые решаются совместно с кинетическими уравнениями для параметров плазмы. При расчете кинетики долгоживущих компонентов плазмы в модели учитываются следующие плазмохимические процессы: упругие и неупругие электрон-атомные и электрон-ионные столкновения, соударения метастабильных атомов гелия, приводящие к их ионизации, перезарядка атомарных и молекулярных ионов гелия на атомах стронция с образованием двукратных ионов стронция, пеннинговская ионизация атома стронция атомами гелия в метастабильном состоянии, тройная рекомбинация ионов, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов, конверсия атомарных ионов в молекулярные, ступенчатый пеннинг-процесс и ступенчатая перезарядка, а также диффузия заряженных и метастабильных частиц.

При расчете поуровневой кинетики иона стронция учитывались 20 возбужденных уровней, показанных на рис.2 (на этом рисунке также приведены номера уровней Sr II, используемых в расчетах). Дифференциальные уравнения баланса населенностей N_i возбужденных уровней Sr II имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_{j=0, j \neq i}^{20} (A_{ji} + F_{ji} + G_{ji})N_j - \sum_{k=0, k \neq i}^{20} (A_{ik} + F_{ik} + G_{ik})N_i - \sum_{i=1}^{20} K_{Sr^{++}}^i N_i n_e \\ & + \delta_i + W_{pi}, \quad i = 1 - 20, \end{aligned} \quad (1)$$

где A_{ik} – вероятности оптических переходов; F_{ik} – вероятности электронного возбуждения или девозбуждения; G_{ik} – вероятности атомного возбуждения или девозбуж-

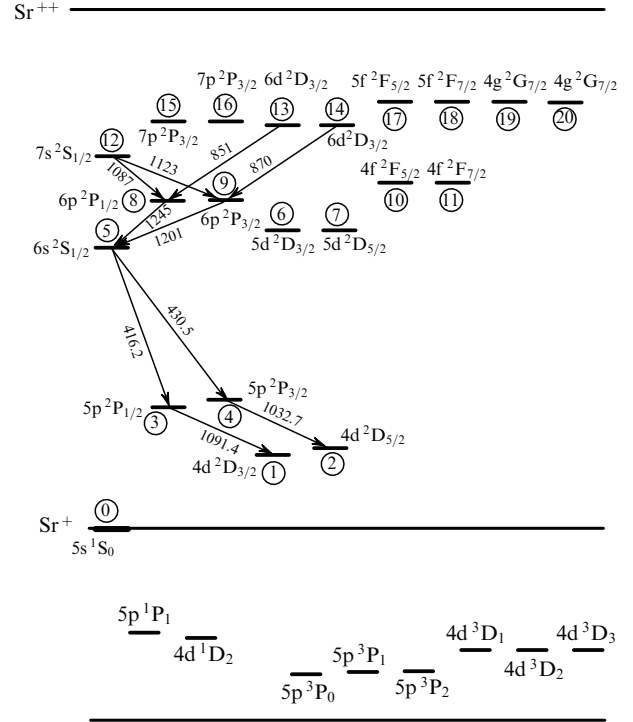


Рис.2. Схема уровней атома и иона стронция (стрелками показаны переходы Sr II, на которых наблюдается лазерная генерация; длины волн переходов даны в нанометрах; в кружках указаны номера уровней Sr II, используемых в математической модели).

дения; $K_{Sr^{++}}^i$ – константы скорости ионизации возбужденных состояний иона стронция; δ_i – слагаемые, учитывающие эффект насыщения на лазерных переходах; W_{pi} – парциальные скорости накачки уровней.

При моделировании использовались близкие к экспериментальным условиям параметры: длина активного элемента 50 см, его внутренний диаметр 1.5 см, давление гелия 100 Тор, начальная концентрация атомов стронция 8.5×10^{14} см⁻³, частота следования импульсов 15 кГц, накопительная емкость 1000 пФ (моделировалась схема разряда накопительного конденсатора без обостряющей емкости).

На рис.3–6 представлены результаты моделирования режима одного возбуждающего импульса при начальном напряжении на накопительном конденсаторе $U = 8.5$ кВ (рис.3–6,а), а также режима сдвоенных импульсов при $U = 7.2$ кВ (при межимпульсном интервале 2.6 мкс (рис.3–6,б) и 1.35 мкс (рис.3–6,в)). Были рассчитаны ток разряда i , ненасыщенный коэффициент усиления κ на ИК переходах Sr II, приведенные населенности $N_i^t = N_i/g_i$ (g_i – статистический вес i -го уровня) рабочих уровней 1–4 (см. схему уровней Sr II на рис.2) и параметры плазмы: концентрация n_e и температура T_e электронов, концентрации атомов (N_{Sr}) и ионов (N_{Sr^+}) стронция. Результаты расчетов (рис.3) в целом согласуются с данными эксперимента (см. рис.1).

Из рис.4 видно, что за время между импульсами происходит достаточно быстрая (за время менее 1 мкс) релаксация населенностей N_1, N_2 метастабильных состояний Sr II за счет электронного девозбуждения. Заметим, что высокая скорость электронного девозбуждения уровней Sr II способствует формированию инверсии в раннем послесвечении на рекомбинационных лазерных переходах (λ = 430.5 и 416.2 нм) [11, 12, 29, 30].

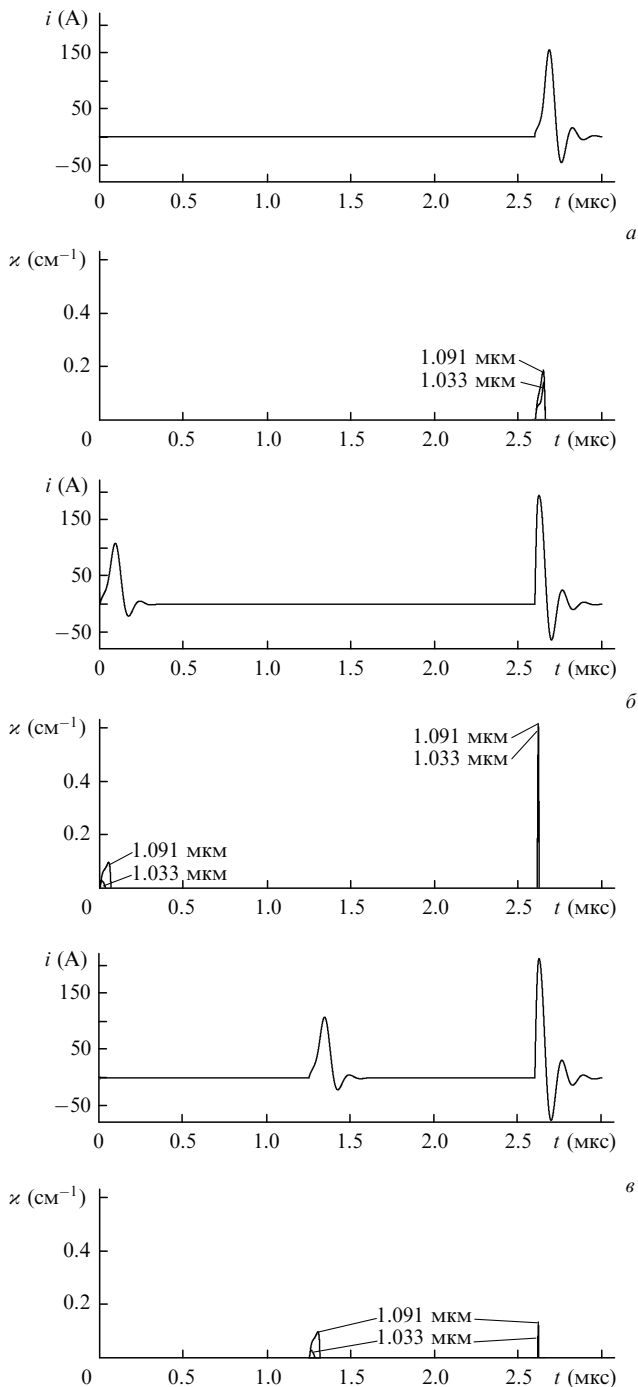


Рис.3. Рассчитанные импульсы тока i и коэффициенты усиления k на самоограниченных ИК переходах Sr II ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм) при наличии только возбуждающего импульса (а), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 (б) и 1.35 мкс (в).

В режиме сдвоенных импульсов увеличение амплитуды и укорочение второго импульса тока по сравнению с первым наблюдается как в эксперименте (рис.1), так и при моделировании (рис.3). Это обусловлено наличием высокой остаточной предимпульсной концентрации электронов (рис.4) и, следовательно, высокой предимпульсной проводимостью плазмы.

Что касается усиления, то на обоих ИК переходах Sr II имеет место инверсия на переднем фронте импульса тока с достаточно большим коэффициентом усиления (рис.3–5), при этом в случае двухимпульсного возбужде-

ния во втором импульсе накачки усиление выше, чем в первом и чем в режиме возбуждения одним импульсом. Это является следствием того, что при малом межимпульсном интервале к началу второго импульса концентрация не успевших прорекомбинировать ионов стронция Sr^+ остается существенной (рис.6). Соответственно снижается доля энергии, затрачиваемая на образование ионов Sr^+ из основного состояния атомов Sr (рис.6), и повышается эффективность возбуждения резонансных уровней Sr II из его основного состояния. При этом, несмотря на то что возросшая предимпульсная концентрация n_e препятствует быстрому нагреву электронного газа и приводит к снижению T_e во втором импульсе тока (рис.4), населенности резонансных уровней и инверсия возрастают (рис.4 и 5). Таким образом, повышение эффективности накачки резонансных уровней Sr II во втором импульсе приводит к росту усиления и, как следствие, к росту импульсных энергетических характеристик, КПД и средней мощности генерации на ИК переходах Sr II.

Отметим, однако, что по мере уменьшения задержки между дополнительным и возбуждающим импульсами (в диапазоне задержек $\sim 1 - 3$ мкс) импульсы генерации (рис.1), как и импульсы усиления (рис.3 и 5) в возбуждающем импульсе укорачиваются и уменьшаются по амплитуде. Снижение инверсии в возбуждающем импульсе (рис.4 и 5) связано со снижением T_e , обусловленным ростом предимпульсной концентрации электронов (рис.4). Очевидно, что при дальнейшем уменьшении межимпульсного интервала (менее 1 мкс) T_e будет уменьшаться и приблизится к значению, ниже которого метастабильные состояния Sr II будут возбуждаться эффективнее резонансных, и инверсия не возникнет (например, в ЛПМ согласно [16, 23] инверсия исчезает при $T_e < 1.7 - 2$ эВ, а согласно [14] минимальный межимпульсный интервал составляет ~ 15 мкс).

Существенным отличием ионного лазера на самоограниченных переходах является ступенчатый характер возбуждения резонансных уровней иона стронция, вследствие чего в режиме сдвоенных импульсов возможно повышение энергетических характеристик генерации во втором импульсе из-за наличия остаточной предимпульсной концентрации ионов стронция Sr^+ . При этом достаточно низкая температура T_e (~ 1 эВ) во втором импульсе (рис.4,в), при которой еще существует инверсия (рис.4 и 5,в), достигается при довольно высокой предимпульсной концентрации $n_e \sim 2 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ (рис.4,в), что позволяет реализовать малые межимпульсные интервалы (~ 1 мкс). При малых задержках между импульсами (~ 1 мкс) также начинает проявляться ограничивающее инверсию воздействие возрастающей предимпульсной населенности метастабильных состояний Sr II (рис.4 и 5,в). Полученные результаты свидетельствуют о принципиальной возможности генерации на самоограниченных ИК переходах Sr II с высокими частотами следования импульсов (~ 1 МГц).

На рис.7 приведены результаты моделирования режима двухимпульсного возбуждения при варьировании межимпульсного интервала в широких пределах. Видно, что максимальное усиление во втором импульсе достигается при задержках $\sim 5 - 10$ мкс и в несколько раз превышает усиление в режиме возбуждения одним импульсом. При дальнейшем увеличении задержек положительное влияние достаточно высокой остаточной предим-

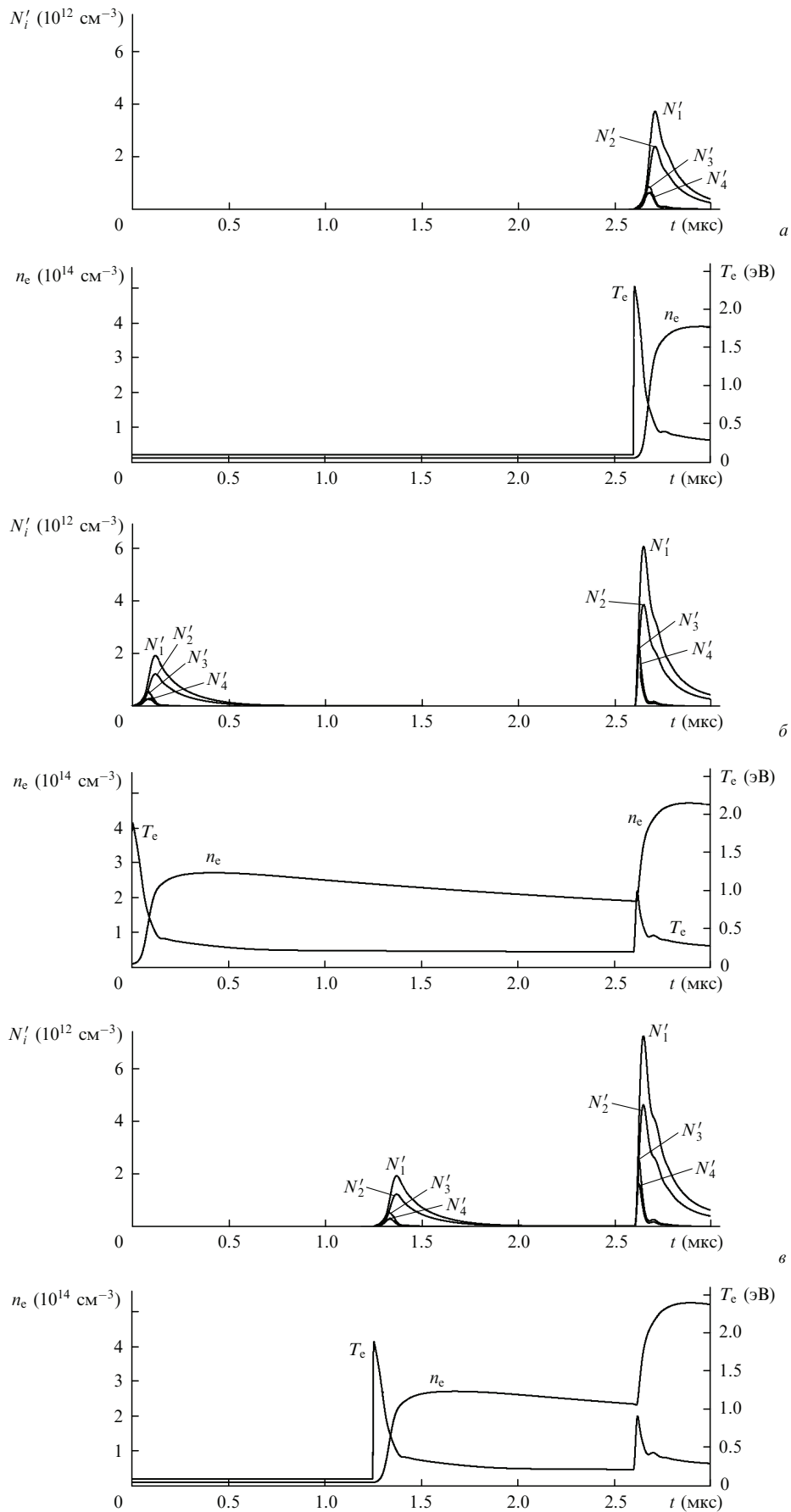


Рис.4. Рассчитанные приведенные населенности $N'_i = N_i/g_i$ рабочих уровней Sr II ($\lambda = 1.033$ мкм, переход $4 \rightarrow 2$ и $\lambda = 1.091$ мкм, переход $3 \rightarrow 1$), концентрация n_e и температура T_e электронов при наличии только возбуждающего импульса (а), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 (б) и 1.35 мкс (в).

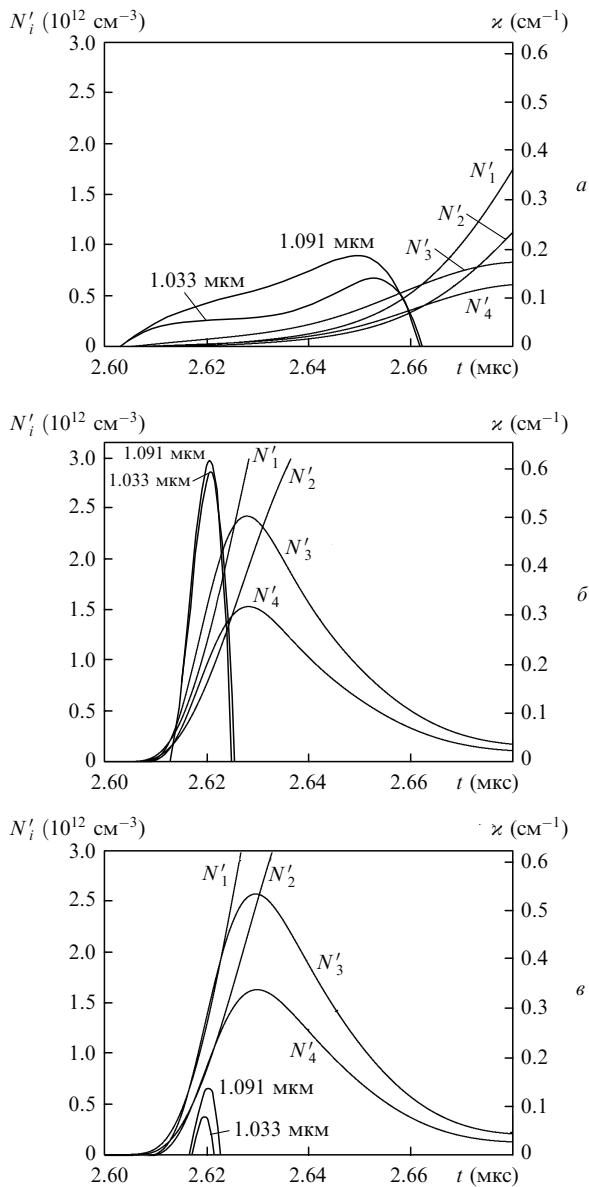


Рис.5. Рассчитанные приведенные населенности N'_i рабочих уровней Sr II ($\lambda = 1.033$ мкм, переход $4 \rightarrow 2$ и $\lambda = 1.091$ мкм, переход $3 \rightarrow 1$) и коэффициенты усиления z на самоограниченных ИК переходах Sr II ($\lambda = 1.033$ и 1.091 мкм) в импульсе возбуждения при наличии только возбуждающего импульса (а), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 (б) и 1.35 мкс (в).

пульсной концентрации ионов стронция снижается и при задержках не менее 30–50 мкс становится несущественным. Эти результаты позволяют прогнозировать оптимальную частоту следования импульсов в пачках (~100–200 кГц).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования лазера на самоограниченных переходах иона стронция, а также результаты численного моделирования кинетики процессов в его активной среде показали, что частота следования импульсов генерации может достигать ~1 МГц. Установлено увеличение энергии импульса генерации во втором импульсе, а также средней мощности и КПД при двухимпульсном возбуждении в определенном диапазоне задержек между импульсами, обусловленное существенной остаточной предимпульсной концентрацией не успевших прорекомбинировать

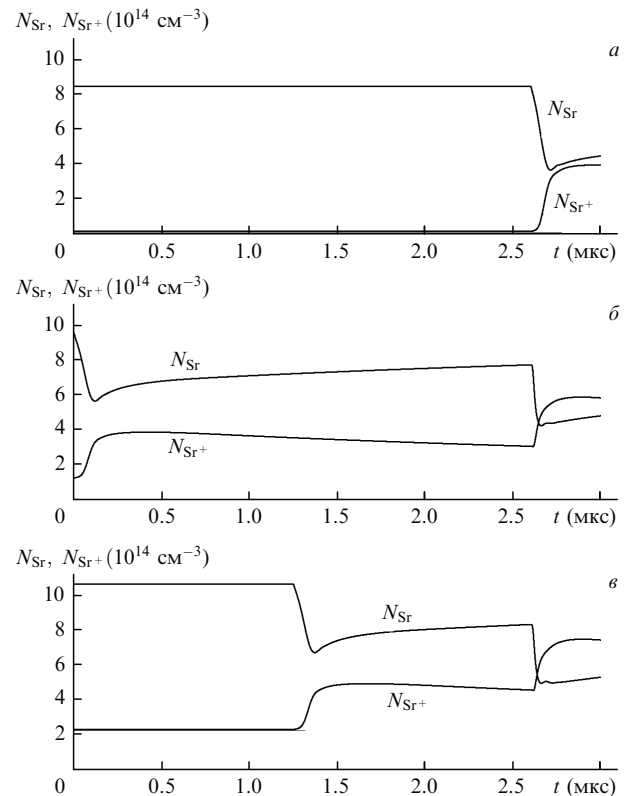


Рис.6. Рассчитанные концентрации атомов и ионов стронция при наличии только возбуждающего импульса (а), а также при двухимпульсном возбуждении с задержкой между дополнительным и возбуждающим импульсами 2.6 (б) и 1.35 мкс (в).

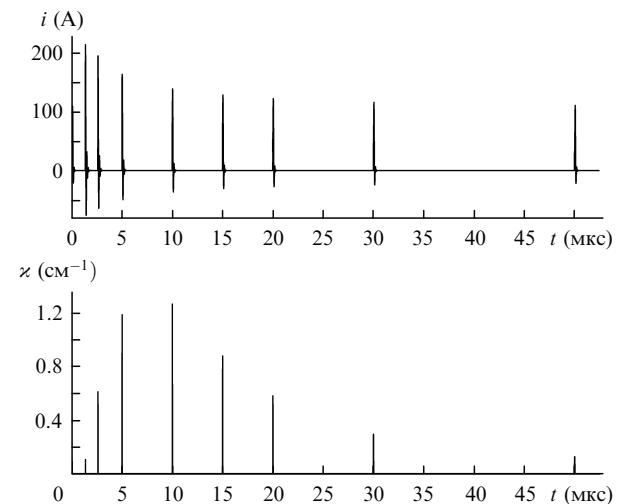


Рис.7. Рассчитанные импульсы тока i и коэффициенты усиления z на самоограниченных ИК переходах Sr II при двухимпульсном возбуждении с различными задержками между дополнительным и возбуждающим импульсами.

ионов стронция. Показана перспективность использования пачек импульсов для возбуждения самоограниченных ИК переходов иона стронция.

1. Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B., Kostadinov I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 252 (2004).
2. Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 262 (2004).
3. Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Васильева А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **19**, 224 (2006).

4. Soldatov A.N., Filonov A.G., Polunin Yu.P., Sidorov I.V. *Proc. 8-th Sino-Russian Symp. on Laser Physics and Laser Technologies* (Tomsk, Russia, 2006, p. 26).
5. Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Shumeiko A.S., Sidorov I.V. *Proc. 7-th Int. Symp. Laser Physics and Laser Technologies* (Tomsk, Russia, 2004, p. 202–207).
6. Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kuznetsova A.V., Sidorov I.V., Chausova L.N., Polunin Yu.P., Ivanov B., Haglund R., Kostadinov I. *Proc. 7-th Int. Symp. Laser Physics and Laser Technologies* (Tomsk, Russia, 2004, p. 32–40).
7. Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Васильева А.В. *Тезисы докл. симп. «Лазеры на парах металлов»* (Ростов-на-Дону, 2006, с. 24).
8. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 645 (1971).
9. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов* (Новосибирск: Наука, 1985).
10. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
11. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering, Applications* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1999).
12. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4, Газовые и плазменные лазеры* (М.: Физматлит, 2005).
13. Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **13**, 2302 (1986).
14. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пеэт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. *Квантовая электроника*, **15**, 2510 (1988).
15. Petrash G.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 110 (1998).
16. Петраш Г.Г. *Препринт ФИАН № 28* (М., 1999).
17. Petrash G.G. *Laser Phys.*, **10**, 994 (2000).
18. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. *Квантовая электроника*, **5**, 2162 (1978).
19. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Квантовая электроника*, **7**, 1264 (1980).
20. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **12**, 945 (1985).
21. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
22. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, **67**, 54 (1997).
23. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
24. Voichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaniev O.V. *Laser Phys.*, **11**, 580 (2001).
25. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Квантовая электроника*, **32**, 602 (2002).
26. Юдин Н.А. *Оптика атмосферы и океана*, **19**, 145 (2006).
27. Солдатов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **6**, 650 (1993).
28. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Фесенко А.А. *Тезисы докл. симп. «Лазеры на парах металлов»* (Ростов-на-Дону, 2006, с. 33–35).
29. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сем М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
30. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. *Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1996).
31. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 83 (2004).