

Исследование газоразрядного лазера на самоограниченном переходе таллия

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, М.А.Лаврухин

Представлены результаты экспериментального исследования генерационных свойств лазера на парах таллия на самоограниченном переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^o$ с длиной волны $\lambda = 535$ нм при газоразрядном возбуждении. В качестве коммутатора использовался тиратрон с холодным катодом ТПИЗ-10к/25, обеспечивающий время нарастания напряжения на активном элементе менее 15 нс. Энергия генерации увеличивается пропорционально запасённой в рабочей ёмкости энергии (при увеличении напряжения на коммутаторе вплоть до максимально допустимого). Оптимальная частота следования импульсов накачки в смесях He (Ne) – Tl составляет ~ 1.75 кГц. Введение водорода даже в малых концентрациях снижает энергию излучения и среднюю мощность генерации. Введение паров висмута увеличивает оптимальную частоту (до 3 кГц) и среднюю мощность генерации. Рассмотрены факторы, определяющие низкую по сравнению с лазером на парах меди эффективность генерации.

Ключевые слова: лазер на парах таллия, самоограниченный переход, газовый разряд.

1. Введение

Лазер на парах таллия, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda = 535$ нм на самоограниченном переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^o$, представляет интерес для ряда приложений, что обусловлено, в первую очередь, применением изотопов таллия в медицине. Изотоп ^{203}Tl является сырьём для радиофармацевтических препаратов на основе ^{201}Tl , которые предназначены для раннего, превентивного выявления мест локализации онкологических опухолей различной этиологии в мягких тканях и очагов воспаления, а также для диагностики различных заболеваний сердечно-сосудистой системы человека. Известные технологии получения изотопов применительно к таллию являются экономически неоправданными. Это привело к активным исследованиям, направленным на развитие оптических методов изотопического обогащения таллия [1–3].

Классическая фотоионизационная технология обогащения сопряжена с использованием большого набора лазерных излучений, в том числе перестраиваемого одночастотного. Поэтому для упрощения и удешевления процесса изотопического обогащения предпочтительно использовать в каналах оптического возбуждения атома таллия излучение лазера на парах соответствующего изотопа таллия [4]. В фотохимическом методе разделения изотопов, в основе которого лежит проведение селективных фотохимических реакций с участием долгоживущих состояний (для таллия это может быть метастабильное состояние $6p^2P_{3/2}^o$), для диагностики населённостей также удобно использовать излучение лазера на самоограниченном переходе (ЛСП) с $\lambda = 535$ нм.

С другой стороны, ещё в работе [5] на основе анализа структуры энергетических уровней таллия была отмечена высокая квантовая эффективность генерации ($\eta_q = 0.47$) на переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^o$, наивысшая для ЛСП на парах металлов ($\eta_q = (h\nu/E_2)[g_1/(g_1 + g_2)]$, где $h\nu$ – энергия фотона на рабочем переходе; E_2 – энергия верхнего лазерного уровня; g_1 и g_2 – статистические веса нижнего и верхнего уровней). Однако исследованию свойств таллиевого лазера посвящено весьма ограниченное число работ. В [6, 7] при «жёсткой» накачке (напряжение 50 кВ) в газоразрядных трубках (ГРТ) небольших размеров (диаметр 0.13, 0.2 и 0.3 см, длина 20 см) получена сверхсветимость на $\lambda = 535$ нм. В [8] исследовались процессы, приводящие к инверсии населённостей, и свойства импульсной сверхсветимости на $\lambda = 535$ нм при газоразрядном возбуждении паров иодистого таллия. В этих работах энергетические характеристики не измерялись, поэтому вопросы о реальной эффективности генерации η_{real} ($\eta_{\text{real}} = P_{\text{las}}/P$, где P_{las} – средняя мощность генерации, P – мощность накачки) и предельно возможной эффективности η_{lim} ($\eta_{\text{lim}} = \omega_{\text{las}}/\omega$, где ω_{las} – энергия генерации, ω – энергия накачки к моменту окончания импульса генерации) не обсуждались.

Настоящая работа посвящена исследованию генерационных характеристик газоразрядного лазера на парах таллия, излучающего на переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^o$ с $\lambda = 535$ нм.

2. Экспериментальная установка

Лазер на парах таллия является типичным представителем ЛСП на парах металлов. Верхний лазерный уровень – резонансное состояние (РС) атома таллия $7s^2S_{1/2}$, нижний – метастабильное состояние (МС) $6p^2P_{3/2}^o$ (рис.1). Инверсия населённостей формируется за счёт преимущественного электронного возбуждения уровня $7s^2S_{1/2}$ на фронте импульса тока. Высокая частота следования импульсов генерации реализуется благодаря

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, М.А.Лаврухин. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: bokhan@isp.nsc.ru, zakrdm@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 12 марта 2009 г.

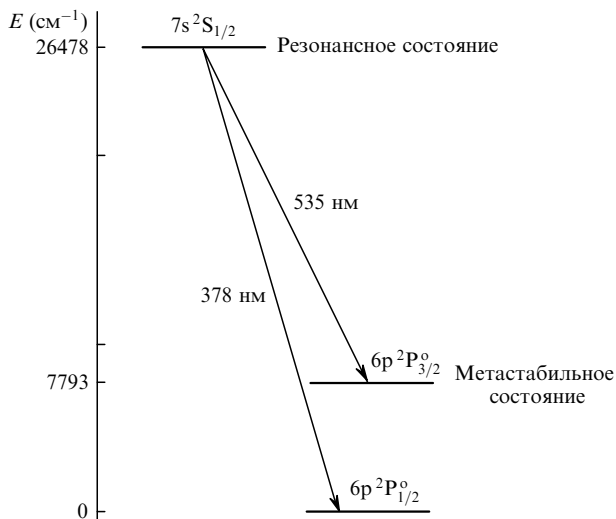


Рис.1. Диаграмма рабочих уровней и переходов атома таллия.

электронному девозбуждению состояния $6p^2P_{3/2}^0$ [9]. При газоразрядном возбуждении в ЛСП обращают особое внимание на индуктивности ГРТ и источника питания, которые должны позволять формировать на ГРТ импульсы накачки с крутыми фронтами. Можно предположить, что для талливого лазера эти требования являются более жёсткими чем, например, для лазера на парах меди, т. к. время жизни РС атома таллия (определяемое вероятностью спонтанного излучения на рабочем переходе) составляет ~ 14 нс [10], т. е. значительно меньше времени жизни РС атома меди (~ 1 мкс).

Активный элемент лазера (рис.2) был изготовлен из трубки из окиси бериллия (1) с внутренним диаметром 1.5 см, длиной 50 см и толщиной стенки 0.33 см. Внутренние танталовые коаксиальные электроды 2 и 3 образуют разрядный канал длиной 40 см. С внешней стороны трубки располагался коаксиальный обратный токопровод 4 из фольги из нержавеющей стали. Такая конструкция позволила снизить индуктивность ГРТ до ~ 30 нГн. Трубка указанной геометрии выдерживает длительное статическое электрическое напряжение 20 кВ между её внутренней и внешней поверхностями при температуре 1000°C . Она помещалась в кварцевый вакуумно-плотный кожух 5, сверху которого располагалась резистивная печь 6. ГРТ подключалась к газовакуумной системе и могла функционировать как в отпаянном режиме, так и в режиме слабой прокачки инертного газа гелия или неона.

Источник питания был построен по схеме разряда ёмкости на нагрузку через коммутатор. В качестве послед-

него использовались тиратроны ТГИ1-1000/25 и ТПИЗ-10к/25. Конструктивно коммутатор и подводящие к лазеру шины выполнялись таким образом, чтобы паразитные индуктивности цепей питания были минимальны. В результате расчётная суммарная индуктивность источника питания и ГРТ составила ~ 70 нГн. Обострительная ёмкость не применялась, т. к. её использование не улучшало параметры генерации.

Резонатор был образован алюминиевым или диэлектрическим зеркалом с радиусом кривизны 9 м и плоской кварцевой пластинкой. Оптические измерения проводились с помощью коаксиального фотоэлемента с разрешением ~ 300 пс, а электрические параметры фиксировались на осциллографе Tektronix TDS 2024B с полосой пропускания 200 МГц.

3. Результаты экспериментов

После тщательного обезгаживания ГРТ при температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$ по всей длине активного элемента равномерно размещались кусочки металлического таллия. Первоначально эксперименты проводились при возбуждении парогазовой смеси гелий – таллий, причём в качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. На ГРТ формировались импульсы накачки со следующими параметрами: напряжение до 24 кВ, длительность на полувысоте ~ 70 нс, длительность фронта ~ 30 нс. Во всём диапазоне исследованных параметров возбуждения на переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$ наблюдалось только спонтанное излучение с $\lambda = 535$ нм, а генерацию когерентного излучения получить не удалось.

В дальнейшем в качестве коммутатора использовался тиратрон с холодным катодом ТПИЗ-10к/25, который обладает рядом преимуществ, в частности значительно большей допустимой скоростью нарастания анодного тока (5×10^{11} А/с [11, 12] по сравнению с 4×10^9 А/с для ТГИ1-1000/25). Этот тиратрон имеет тетродную конструкцию, в которую помимо управляющего электрода (сетки) встроен дополнительный электрод предыонизации. Это требует двухимпульсной схемы управления. На рис.3,а представлены типичные осциллограммы импульсов предыонизации и запуска тиратрона ТПИЗ-10к/25. В экспериментах установлено, что минимальные длительности фронта нарастания напряжения на нагрузке удаётся получить в том случае, когда время задержки τ_{del} между зажиганием разряда в цепи предыонизации (на осциллограммах рис.3,а это соответствует $t \approx 500$ нс) и запуском тиратрона минимально (импульс запуска находится на заднем фронте импульса предыонизации). Однако в

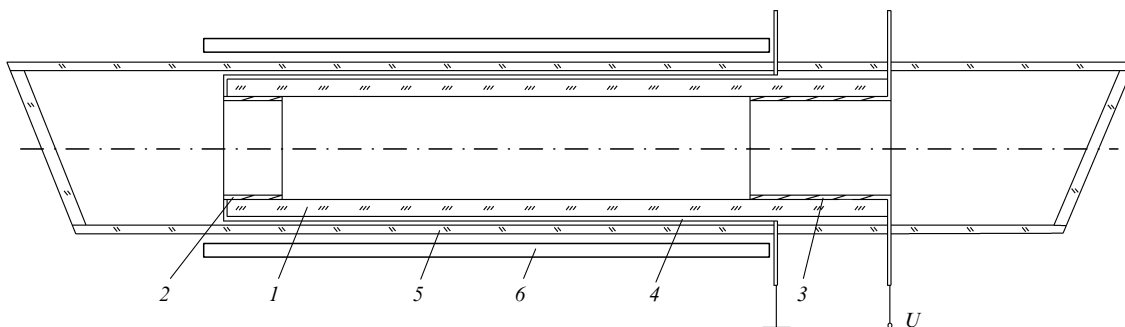


Рис.2. Конструкция ГРТ лазера на парах таллия:

1 – трубка из окиси бериллия; 2 – анод; 3 – катод; 4 – обратный токопровод; 5 – кварцевый кожух; 6 – резистивный нагреватель.

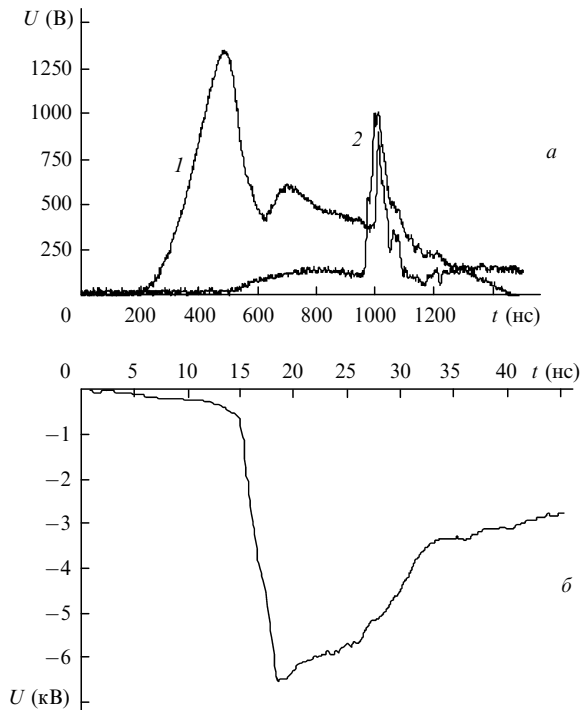


Рис.3. Осциллограммы импульсов предьонизации (1) и запуска (2) тиратрона ТПИЗ-10к/25 (а), а также импульса напряжения на активной нагрузке $R = 50$ Ом ($C = 680$ пФ) (б).

этом случае запуск тиратрона происходит неустойчиво из-за джиттера между импульсами запуска и предьонизации. Оптимальной оказывается ситуация, когда $\tau_{del} \sim 300 - 400$ нс. При разряде ёмкости $C = 680$ пФ на активную нагрузку $R = 50$ Ом в частотном режиме, если длительность фронта импульса запуска (импульс 2 на рис.3,а) менее 30 нс, можно получить длительности фронтов нарастания импульса напряжения $\sim 2.5 - 5$ нс (рис.3,б). Это делает перспективным использование тиратронов ТПИЗ-10к/25 в качестве коммутаторов для накачки лазеров с ионизационным типом неравновесности.

Возбуждение паргазовой смеси буферный газ – таллий с использованием ТПИЗ-10к/25 проводилось в широком диапазоне экспериментальных условий. Устойчивая генерация когерентного излучения на переходе $7s^2S_{1/2} - 7p^2P_{3/2}^o$ с $\lambda = 535$ нм получена при давлении буферного газа неона (или гелия) $p_{Ne(He)} = 2 - 5$ Тор, напряжении на выпрямителе $U_p = 8 - 24$ кВ, частоте следования импульсов накачки $f = 0.75 - 5$ кГц, рабочей ёмкости $C = 300 - 800$ пФ, давлении паров таллия $p_{Tl} \sim (0.8 - 9) \times 10^{-2}$ Тор.

Эксперименты выполнялись с буферными газами гелием и неоном, причём средняя мощность генерации P_{las} слабо зависела от сорта газа. Однако стабильность поджига ГРТ оказалась более высокой при использовании неона, и поэтому все последующие эксперименты проводились с этим газом. Наличие выходного зеркала кварцевой пластинки – не влияло на мощность P_{las} , поэтому эксперименты выполнялись в режиме сверхизлучения, когда резонатор образован только одним глухим зеркалом. Тип глухого зеркала также не влиял на параметры сверхизлучения.

На рис.4 представлены типичные осциллограммы импульсов напряжения U на ГРТ, тока J через нее и генерации (I_{las}) на $\lambda = 535$ нм. При $p_{Ne} = 2.2$ Тор, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор и $f = 1.45$ кГц длительность фронта им-

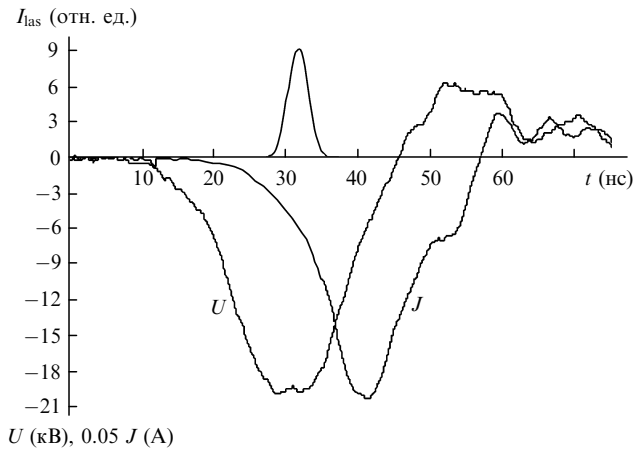


Рис.4. Осциллограммы импульсов напряжения U , тока I и генерации (I_{las}) ($p_{Ne} = 2.2$ Тор, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор, $f = 1.45$ кГц).

пульса напряжения при разряде емкости $C = 470$ пФ на ГРТ оказалась не более 15 нс. Удлинение импульса по сравнению со случаем активной нагрузки определяется паразитными ёмкостями ГРТ и цепи питания. Рост тока отстаёт от роста напряжения на ГРТ. Его можно характеризовать экспонентой с изменяющимся параметром $1/\tau$ (рис.5): $J = J_0 \exp[t/\tau(t)]$. В диапазоне времени t , соответствующем импульсу генерации, скорость нарастания тока (рис.4) достигает ~ 20 А/нс, что значительно меньше максимально возможной скорости нарастания, определяемой индуктивностью цепей питания (~ 300 А \times нс $^{-1}$). Следовательно, на этой стадии разряда ГРТ можно считать омической нагрузкой (в максимуме импульса генерации $R \approx 150$ Ом). На заключительной стадии разряда сопротивление ГРТ уменьшается до ~ 12 Ом, и разряд переходит в колебательную стадию. При колебательном разряде длительность импульсов тока по основанию $\tau_J = \pi\sqrt{L_p C} \approx 20$ нс (L_p – паразитная индуктивность, C – рабочая ёмкость). На полностью согласованной нагрузке она составляла ~ 40 нс, в то время как в эксперименте (без учёта начального участка импульса до $t = 25$ нс) $\tau_J = 33$ нс. Это свидетельствует о высоком качестве согласования нагрузки, так что амплитуды положительных выбросов на осциллограммах импульсов напряжения и тока составляют соответственно 30 % и 20 % от амплитуд основных импульсов.

Импульс генерации при оптимальных условиях возбуждения находился в центре импульса напряжения при токе, равном $\sim 1/3$ от максимального значения, а его

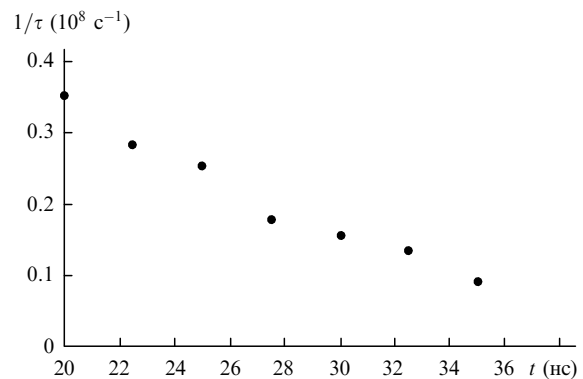


Рис.5. Зависимость от времени параметра $1/\tau$, характеризующего нарастание тока через ГРТ (условия те же, что и для рис.4).

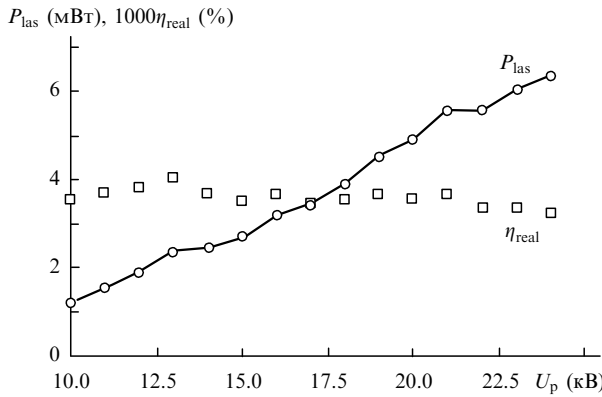


Рис.6. Зависимости средней мощности P_{las} и эффективности η_{real} генерации от напряжения на выпрямителе U_p ($p_{Ne} = 2.2$ Тор, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор, $f = 1.45$ кГц, $C = 470$ пФ).

длительность на полувысоте составляла ~ 3 нс и слабо зависела от условий возбуждения.

Средняя мощность генерации P_{las} растёт с увеличением напряжения на выпрямителе (а значит, и мощности накачки) до предельно допустимых для используемого тиратрона напряжений (рис.6) и достигает ~ 7 мВт, что даёт реальную эффективность генерации $\eta_{real} < 0.01$ %.

На рис.7 и 8 представлены диапазоны параметров, для которых существует генерация газоразрядного таллиевого лазера. Зависимости мощности генерации от температуры ГРТ (давления пара металла) (рис.7,а) и давления буферного газа неона (рис.7,б) имеют экстремумы и являются типичными для ЛСП. В отличие от работы [5], в которой оптимальная рабочая температура была равна $\sim 800^\circ\text{C}$ ($p_{Tl} \approx 1$ Тор), в настоящей работе она оказалась ниже и составила $\sim 670^\circ\text{C}$, при этом $p_{Tl} \sim 6 \times 10^{-2}$ Тор.

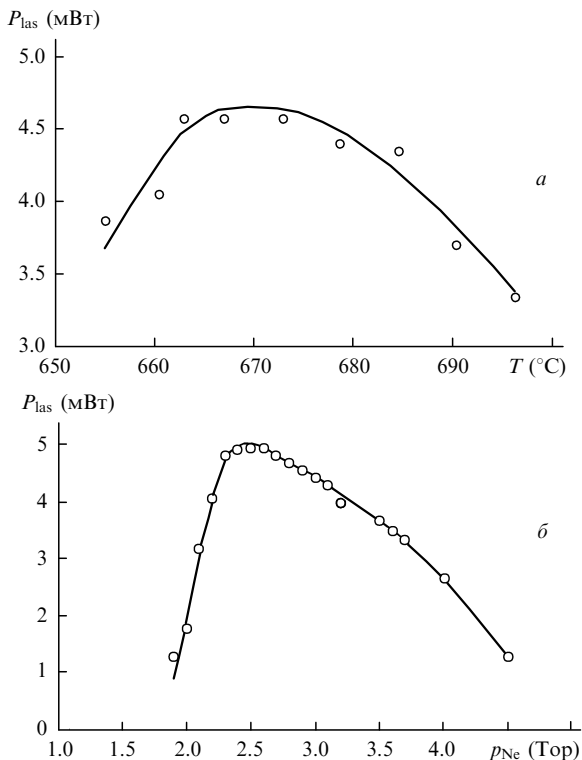


Рис.7. Зависимости средней мощности генерации P_{las} от температуры ГРТ ($U_p = 20$ кВ, $p_{Ne} = 3$ Тор, $f = 1.45$ кГц) (а) и давления буферного газа неона ($U_p = 20$ кВ, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор, $f = 1.45$ кГц) (б).

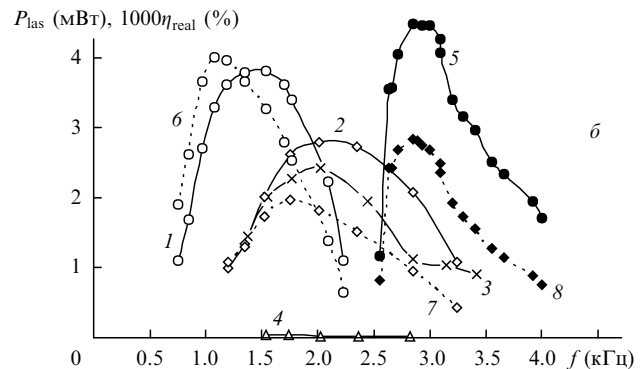
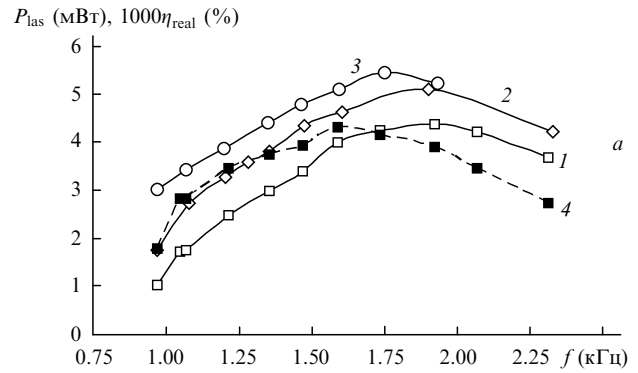


Рис.8. Частотно-энергетические характеристики таллиевого лазера: средняя мощность P_{las} (1–3) и эффективность η_{real} (4) генерации для смеси Ne–Tl при $C = 360$ (1, 4), 610 (2) и 700 пФ (3) ($U_p = 18$ кВ, $p_{Ne} = 2.2$ Тор, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор) (а), а также P_{las} (1–5) и η_{real} (6–8) для смесей Ne–Tl (1, 6), Ne–Tl–H₂ (2–4, 7), Ne–Tl–Bi(Bi₂) (5, 8) при $p_{H_2} = 2 \times 10^{-2}$ (2, 7), 3.2×10^{-2} (3) и 8×10^{-2} Тор (4) ($C = 610$ пФ, $p_{Ne} = 2.5$ Тор, $U_p = 18$ кВ, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор) (б).

Частотно-энергетические характеристики приведены на рис.8. Видно (рис.8,а), что оптимальная частота следования импульсов накачки в таллиевом лазере ($p_{Ne} = 2.2$ Тор, $U_p = 18$ кВ, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор) не превышает 2 кГц, а при $f > 2.5$ кГц генерация когерентного излучения полностью прекращается.

Введение различных молекулярных примесей в активные среды ЛСП на парах металлов часто благотворно влияет на энергетические характеристики лазеров [13–15]. В настоящей работе в активную среду неон–таллий вводились пары висмута и водорода от стороннего источника. На рис.8,б представлены частотно-энергетические характеристики таллиевого лазера ($C = 610$ пФ, $p_{Ne} = 2.5$ Тор, $U_p = 18$ кВ, $p_{Tl} = 6 \times 10^{-2}$ Тор) при давлениях водорода $\sim 2 \times 10^{-2}$, 3.2×10^{-2} и 8×10^{-2} Тор. Введение водорода приводило к изменению этих характеристик, в частности к увеличению оптимальной частоты f и уменьшению энергии излучения. Максимальная средняя мощность генерации P_{las} падает при любом давлении водорода.

Введение в среду неон–таллий паров висмута повысило оптимальную (до 3 кГц (рис.8,б)) и предельную частоты следования импульсов накачки. При рабочих температурах таллиевого лазера в парах висмута помимо моноатомов содержится ~ 30 % димеров Bi₂ [16]. Суммарное давление паров висмута составило $\sim 7 \times 10^{-1}$ Тор (соответственно $p_{Tl} \sim 6 \times 10^{-2}$ Тор). Введение паров висмута привело также к увеличению средней мощности генерации при снижении энергии излучения и эффективности лазера.

4. Обсуждение результатов

4.1. Энергетические характеристики

Отличительной особенностью атома таллия является малое время жизни РС (~ 14 нс), определяемое вероятностью спонтанного излучения на рабочем переходе [10]. Еще меньшей оказывается измеренная длительность импульса генерации (~ 3 нс), а реальная длительность с учётом полос пропускания фотоприёмника и осциллографа составит менее 2 нс. Поэтому для получения эффективной генерации требуется создать большую населённость верхнего лазерного уровня за время, сравнимое с длительностью импульса генерации по основанию (~ 5 нс). Следовательно, для эффективного использования энергии накачки и соответственно получения практически приемлемой мощности генерации требуются импульсы накачки с фронтами нарастания тока менее 5 нс. В настоящей работе фронт нарастания напряжения на ГРТ составлял ~ 12 нс, что явно недостаточно для эффективного ввода энергии в активный объём. В условиях данной работы, несмотря на значительно более высокую, чем в типичных условиях возбуждения медного лазера, скорость нарастания тока, ещё не достигнута требуемая скорость для оптимальной работы таллиевого лазера. Поскольку скорость нарастания тока в эксперименте значительно ниже, чем при ограничении её индуктивностью, то очевидно, что она обусловлена скоростью создания плазмы в ГРТ. Поэтому для увеличения энергии и эффективности генерации необходимо дальнейшее увеличение напряжения и уменьшение рабочей ёмкости. Подтверждением этого вывода служит слабая зависимость η_{real} от U_p (рис.6), что соответствует квадратичной зависимости P_{las} от U_p .

Оценим предельную эффективность генерации η_{lim} . Из осциллограмм на рис.4 следует, что энергия накачки w к моменту окончания импульса генерации равна ~ 26 мДж, что соответствует $\eta_{\text{lim}} \approx 0.013\%$. Эта величина значительно меньше, чем в медном лазере. Помимо естественных причин снижения η_{lim} , связанных с особенностями возбуждения рабочих уровней, рассмотрим роль большой радиационной вероятности рабочего перехода и обусловленных ею потерь на спонтанное излучение. Минимальную населённость РС можно оценить из соотношения $N_{\text{RS}} \sim N_{\text{ph}}/\eta_q \approx 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($N_{\text{ph}} = P_{\text{las}}/(h\nu \times V f)$, V – объём ГРТ, $\eta_q = 0.47$ – квантовая эффективность генерации). Зная N_{RS} , можно оценить мощность спонтанного излучения на рабочем переходе к концу лазерного импульса: $P_{\text{sp}} \geq h\nu N_{\text{RS}} A f V \tau_{\text{las}} \approx 4.5$ мВт при $f = 1.45$ кГц (A – вероятность спонтанного излучения, τ_{las} – длительность импульса генерации). Эта величина соизмерима с мощностью лазерного излучения ($P_{\text{las}} \approx 5$ мВт для условий рис.4). Дополнительно мощность потерь увеличивается благодаря усилению спонтанного излучения в неаксиальных лучах. Коэффициент усиления χ при доплеровском уширении для $\lambda = 535$ нм и инверсной населенности $2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 2.17 \text{ см}^{-1}$, что на диаметре ГРТ даёт усиление $\chi d \approx 3.25$. Следовательно, с учётом усиления мощность спонтанных потерь, как минимум на порядок, превышает мощность лазерного излучения.

Таким образом, при условии полного использования инверсной населённости в системе генератор – усилитель, исключаяющей потери на усиленное спонтанное излуче-

ние, как, например, в гелиевом лазере [17], мощность и эффективность лазера должны возрасти как минимум на порядок – до 70 мВт и 0.1 %. Эти параметры уже представляют практический интерес. Следовательно, достигнуть практически значимых энергетических характеристик в лазере на парах таллия можно только в системе генератор – усилитель при существенно более высоком рабочем напряжении, чем используемое в данной работе. Перспективным может быть также применение полупроводниковых коммутаторов на основе туннельно-ударного ионизационного фронта [18], которые позволяют получать импульсы с субнаносекундным фронтом нарастания при напряжении в десятки киловольт и килогерцевых частотах следования. В этом случае можно организовать возбуждение среды в режиме бегущей волны, что существенно снизит потери на спонтанное излучение.

В ЛСП для улучшения генерационных характеристик часто используют обострительную ёмкость, что в нашем случае не привело к положительному результату. Это может быть следствием того, что её роль выполняла паразитная ёмкость C_p цепей питания. Из осциллограмм на рис.4 следует, что $C_p \approx \tau_U^2/(\pi^2 L_p) \approx 70$ пФ, где τ_U – длительность фронта импульса напряжения. По-видимому, для оптимальной накачки лазера ёмкость C_p должна быть ещё меньше.

4.2. Частота следования импульсов

Принципиальным вопросом для создания лазера с большой средней мощностью излучения является возможность его работы при высоких частотах следования импульсов f . Ограничение роста энергетических характеристик ЛСП на парах металлов с ростом частоты f связано либо с недостаточно быстрой релаксацией населённостей МС, либо с медленной рекомбинацией плазмы в течение межимпульсного интервала. В первом случае предымпульсная населённость МС столь высока, что оказывает влияние на энергию импульса при увеличении f и соответственно приводит к уменьшению средней мощности генерации. Во-втором случае значительная предымпульсная концентрация электронов инициирует большое количество процессов, ухудшающих условия получения генерации, и, в частности, перераспределение скоростей накачки верхнего и нижнего уровней в пользу последних.

Для получения высокой мощности лазерного излучения должна осуществляться быстрая релаксация нижнего лазерного уровня – метастабильного состояния. Эффективным процессом девозбуждения нижних рабочих уровней в ЛСП на парах металлов является электронное девозбуждение [19]. Особенность лазера на парах таллия заключается в том, что его нижний метастабильный лазерный уровень ${}^2P_{3/2}^o$ – это компонента тонкой структуры основного состояния $6p\ {}^2P^o$, расположенная на ~ 1 эВ выше другой компоненты $6p\ {}^2P_{1/2}^o$. Эффективность релаксации МС в такой системе рассматривалась ранее в [9], где из зависимости степени восстановления энергии генерации на $\lambda = 535$ нм от сдвига между импульсами газоразрядного возбуждения и оптической накачки получено, что константа скорости k_e электронного девозбуждения МС $6p\ {}^2P_{3/2}^o$ составляет не менее $1.5 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. Если считать, что на ионизацию атомов тратится $\sim 30\%$ энергии, вложенной в разряд [20], то концентрация электронов N_e к концу импульса равна $\sim 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При $k_e = 1.5 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ для состояния атома таллия $6p\ {}^2P_{3/2}^o$ получаем скорость девозбуждения $k_e N_e = 4.5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Следовательно, скорость перемешивания атомов в МС с атомами в основном состоянии настолько велика, что населенность МС в послесвечении целиком определяется электронной температурой. Поскольку осцилляции тока в послесвечении разряда полностью прекращаются к моменту времени $t \sim 100$ нс, то разумно предположить что, как и для оптимизированного медного лазера [21], предимпульсная населенность МС не может оказывать заметного влияния на частоту следования импульсов. Тогда единственной причиной ограничения этой частоты является недостаточная скорость разогрева электронного газа из-за высокой предимпульсной концентрации электронов и малой крутизны фронта импульса напряжения. Косвенным подтверждением этого служит и тот факт, что в экспериментах не удалось получить генерацию на самоограниченном переходе при накачке импульсами с длительностями фронтов ~ 30 нс.

Введение водорода в активные среды ЛСП на парах металлов приводит к ускорению рекомбинационных процессов в межимпульсном интервале и в конечном счёте к уменьшению предимпульсной концентрации электронов, увеличению пробойного напряжения и оптимальной частоты следования f . Однако наличие молекулярных компонентов в активной среде снижает электронную температуру, достигаемую за импульс накачки. В настоящей работе показано, что уже малые концентрации водорода приводят к уменьшению энергии и мощности генерации. Это означает, что влияние снижения электронной температуры в течение импульса накачки на энергетические характеристики при наличии в плазме молекулярных примесей велико. Поэтому влияние предимпульсной концентрации электронов в таллиевом лазере сильнее, чем в медном.

Непредсказуемым оказалось влияние паров висмута на параметры генерации таллиевого лазера, обнаруженное случайно при исследовании параметров висмутового лазера на используемой в настоящей работе установке. Авторы не имеют удовлетворительной рабочей гипотезы, которая могла бы это объяснить.

5. Заключение

Таким образом, исследованы генерационные характеристики газоразрядного таллиевого лазера, излучающего на самоограниченном переходе $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^o$ с $\lambda = 535$ нм. Максимальная средняя мощность генерации составила ~ 7 мВт. Введение водорода даже в малых концентрациях повышает оптимальную частоту следования импульсов накачки, но снижает энергию и среднюю мощность генерации. Введение паров висмута увеличивает оптимальную частоту (до 3 кГц) и среднюю мощность генерации. Показано, что реальная эффективность генерации когерентного излучения не превышает 0.01 % в реализованных экспериментальных условиях из-за неэффективного введения мощности накачки в активную сре-

ду. Достигнутая эффективность генерации была равна 0.016%. Большая вероятность спонтанного излучения на рабочем переходе приводит к большим потерям на спонтанное излучение, причём его мощность к концу лазерного импульса превышает мощность лазерного излучения с учётом усиления в неаксиальных лучах как минимум в 10 раз. Для полного использования инверсной населённости в таллиевом лазере и повышения мощности и эффективности его генерации предпочтительно применение системы генератор–усилитель, исключающей потери на усиленное спонтанное излучение, а также генераторов питания с наносекундными фронтами нарастания и длительностями импульсов накачки, сопоставимыми с длительностью импульсов лазерного излучения.

Авторы выражают благодарность А.И.Мошкунову за консультацию по методам быстрой коммутации с помощью тиратрона ТПИЗ-10к/25.

1. Kwang-Hoon Ko, Do-Young Jeong, Hyunmin Park, Taek-Soo Kim, Gwon Lim, Yong-Ho Cha. *J. Korean Phys. Soc.*, **51**, 327 (2007).
2. Бохан П.А., Закревский Дм.Э., Ким В.А., Фатеев Н.В. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 771 (2008).
3. Kim C.J., Park H., Ko K.H., Lim G., Kim T.S., Rho S., Cha Y.H., Han J., Jeong D.Y. *Proc. 10th Int. Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases Angra Dos Reis* (Brazil, 2008).
4. Бохан П.А., Закревский Дм.Э., Ким В.А. Фатеев Н.В. Патент РФ № 2314863. Приоритет от 20.01.2008. Патент РФ № 2317847. Приоритет от 27.02.2008.
5. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 644 (1971).
6. Исаев А.А., Ищенко П.И., Петраш Г.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 619 (1967).
7. Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 204 (1967).
8. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. *Оптика и спектроскопия*, **31**, 332 (1971).
9. Бохан П.А., Закревский Дм.Э., Ким В.А. *Квантовая электроника*, **38**, 1110 (2008).
10. Gallagher A., Lurio A. *Phys. Rev.*, **136** (1A), A87 (1964).
11. www.pulsetech.com.
12. Anchugov O.V., Matveev Yu.G., Shvedov D.A., Bochkov V.D., Bochkov D.V., Dyagilev V.M., Ushich V.G., Mikhailov S.F., Popov V.G. *Proc. 15th IEEE Int. Pulsed Power Conf.* (Albuquerque, NM, USA, 2007, pp 1335–1338).
13. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. *Квантовая электроника*, **7**, 1264 (1980).
14. Astadjov D.N., Sabotinov N.V., Vuchkov N.K. *Opt. Commun.*, **56**, 279 (1985).
15. Bokhan P.A., Molodykh E.I., in *Pulsed Metal Vapour Lasers* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996, Vol. 5, p. 137)
16. Несмеянов Ан.Н. *Давление пара химических элементов* (М.: изд-во АН СССР, 1961).
17. Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. *Квантовая электроника*, **38**, 823 (2008).
18. Любутин С.К., Рукин С.Н., Слобиковский Б.Г., Цыранов С.Н. *Письма в ЖТФ*, **31** (5), 36 (2005).
19. Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
20. Борович Б.Л., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **11**, 2081 (1984).
21. Бохан П.А., Закревский Дм.Э. *Квантовая электроника*, **32**, 602 (2002).