

Г.А. Скрипко

**ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ НА КРИСТАЛЛАХ  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Представлены результаты исследований оптико-физических и спектрально-люминесцентных свойств кристаллов  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ , характеризующих их как активную среду базового лазера для атмосферных исследований.

Рассмотрены важнейшие генерационные свойства этого материала и показана возможность создания на его основе простых и высокоэффективных источников перестраиваемого когерентного излучения в диапазоне 0,3–5,0 мкм, работающих во всевозможных режимах. Обсуждаются перспективы развития лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с использованием когерентной, ламповой, солнечной накачки и накачки электронными пучками.

**Введение**

Атмосферные исследования — одна из наиболее многообещающих областей применения современных лазерных методик [1–5]. Развитие и широкое применение последних напрямую связано с совершенствованием самих лазеров. Основными характеристиками лазера, определяющими возможность его использования в системах оптического зондирования, являются: мощность и энергия излучаемых импульсов, частота их повторения, пространственные и временные характеристики излучения, способность работать в различных режимах. Кроме того, важными характеристиками лазера являются область перестройки длины волны генерации, ширина и стабильность линии излучения, возможность осуществления режима полихроматора. Немаловажное значение имеют эксплуатационные характеристики: простота, надежность, ресурс, КПД, габариты и масса, стоимость. Этим многочисленным и в значительной степени противоречивым требованиям не может удовлетворить какой-то один тип лазеров, поэтому для решения различных задач оптического зондирования приходится использовать различные лазеры, в каждом из которых наиболее эффективно реализуется какой-то конкретный набор характеристик. Все это в значительной степени осложняет задачу аппаратного обеспечения атмосферных исследований. Существенным шагом в направлении разработки современной аппаратуры для атмосферных исследований было бы создание такого источника лазерного излучения, который по возможности удовлетворял бы одновременно всем перечисленным требованиям, и, в первую очередь, способен был бы работать в любом нужном участке спектрального диапазона. В многочисленном семействе современных лазеров наибольший интерес в этом отношении представляют перестраиваемые твердотельные лазеры на активированных кристаллах. Они характеризуются рядом положительных свойств [6–9] и могут с успехом применяться в атмосферных исследованиях.

Обсуждая проблему создания твердотельных перестраиваемых лазеров для целей зондирования атмосферы, целесообразно вначале рассмотреть общую тенденцию, проявившуюся в последнее время в области разработки твердотельных лазеров. Эта тенденция выражается в формировании и развитии твердотельных лазеров нового поколения [10], отличительной особенностью которых является существенно более высокий КПД и улучшенные эксплуатационные характеристики.

Новые качества твердотельные лазеры приобрели за счет перехода от ионов-активаторов редкоземельной группы к ионам-активаторам группы переходных элементов. Последние имеют широкие полосы как в поглощении, так и в люминесценции, обусловленные характерным взаимодействием электронных состояний иона-активатора с колебаниями решетки-матрицы. Широкие полосы поглощения позволяют значительно лучше использовать излучение ламп накачки и, как следствие, заметно повысить КПД. В случае когерентного возбуждения они определяют нечувствительность к выбору источника возбуждения. Широкие однородно уширенные полосы люминесценции дали возможность приобрести твердотельным лазерам новое крайне важное для целого ряда практических применений качество — способность в широких пределах управлять спектральными характеристиками излучения, что до последнего времени было возможно лишь в лазерах на сложных органических соединениях и кристаллах с центрами окраски.

Но наряду с общим увеличением числа активных сред интенсивно исследуются всего несколько материалов, которые претендуют на роль основных или базовых, т. е. наблюдается такая же тенденция, которая в свое время проявилась в микроэлектронике, в результате чего на роль базового материала вышел кремний. Пока еще рано говорить о том, какой материал займет соответствующее положение в квантовой электронике, но, как нам кажется, серьезный претендент на это — сапфир, активированный титаном,  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ . И вполне вероятно, что этот материал, всесторонне и глубоко изученный, технологически и конструктивно проработанный, может стать основой большого класса лазеров, обладающих самым широким диапазоном возможностей.

Настоящая работа является попыткой проанализировать важнейшие особенности новой среды  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  как лазерного материала, рассмотреть характеристики лазеров на ее основе, обсудить наиболее вероятные тенденции их совершенствования и, в конечном счете, обосновать возможность создания на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  базового лазера, пригодного для решения разнообразных задач атмосферных исследований. Рассмотрение будет проведено, в основном, по результатам работ, выполненных в Белорусском политехническом институте.

Получение генерации на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  в США Мультоном [11], а затем в СССР [12–14] и ФРГ [15] явилось началом большого цикла работ по исследованию оптико-физических, спектрально-люминесцентных и генерационных свойств этой среды.

К настоящему времени опубликовано более сотни работ, посвященных изучению спектроскопических и генерационных свойств кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Результаты этих работ достаточно полно представлены в обзорах [16, 17], поэтому в настоящей работе обращено внимание, в первую очередь, на те характеристики этой среды, которые определяют возможность использования ее как базового лазерного материала, а также рассмотрены свойства, не обсуждавшиеся в литературе, либо обсуждавшиеся недостаточно.

### Оптико-физические и спектрально-люминесцентные свойства кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$

К ним относятся общие оптико-физические свойства матрицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и спектрально-люминесцентные характеристики активированного кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Матрица  $\text{Al}_2\text{O}_3$  является не только материалом, на основе которого был создан первый лазер — лазер на рубине ( $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ ), но до сих пор остается одним из лучших материалов квантовой электроники. Этот материал отличается уникальным сочетанием оптико-физических свойств (см. ниже), которые практически полностью присущи и ее активированным разновидностям, в частности  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  [16, 17].

Плотность	$-3,99 - 4,01 \text{ г/см}^3$
Твердость	$-1940 - 2200 \text{ кг/см}^2$
Теплопроводность при $T = 300^\circ\text{K}$	$-45 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$
при $T = 65 \text{ K}$	$-1040 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$
Температура плавления	$-2050^\circ\text{C}$
Показатель преломления	$-1,766 - 1,774$
Двулучепреломление	$- -0,008$
Дисперсия в интервале 687–431 нм	$-0,018$
Порог оптического разрушения для импульсов длительностью 20–50 нс	$-350 - 600 \text{ МВт/см}^2$

Таким образом, по теплопроводности, твердости и лучевой стойкости этот материал занимает одно из первых мест среди лазерных матриц. Следует отметить также высокую фото-, термо- и радиационную стойкость и долговременную стабильность  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Немаловажным фактором является и то, что технология роста кристаллов данного типа достаточно хорошо освоена [17].

Спектроскопические свойства кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  изучались уже давно [18–20], но особенно широко данные исследования развернулись после получения на этой среде генерации [17, 21, 22].

Рассмотрим структуру уровней  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , а также спектроскопические характеристики этого материала, определяющие его генерационные свойства. Основное пятикратно вырожденное состояние  $\text{Ti}^{3+} \ ^2D$  (электронная конфигурация  $3d^1$ ) в кристаллическом поле решетки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  расщепляется кубической составляющей этого поля на два: трехкратно вырожденное нижнее —  $^2T_{2g}$ , и двухкратно вырожденное верхнее —  $^2E_g$ . Дальнейшее снятие вырождения связано с действием тригональной составляющей кристаллического поля, спин-орбитальным взаимодействием и эффектом Яна-Теллера. Последний особенно важен, так как в наибольшей степени влияет на генерационные возможности  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , в первую очередь на диапазон перестройки. Верхний уровень в результате этого эффекта расщепляется на две составляющие (см. рис. 1) с центрами на  $\lambda_1 = 490 \text{ нм}$  ( $\nu_1 = 20410 \text{ см}^{-1}$ ) и  $\lambda_2 = 550 \text{ нм}$  ( $\nu_2 = 18180 \text{ см}^{-1}$ ) и полуширинами  $\Delta\nu_1 = 1300 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta\nu_2 = 1000 \text{ см}^{-1}$ . Величина расщепления  $\Delta E_{\text{ЯТ}} = 2230 \text{ см}^{-1}$ , отношение интенсивностей компонентов  $1(550)/1(490) = 1/3$ . Как следствие, спектр поглощения  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  имеет вид широкой полосы с максимумом на  $\lambda_{\text{макс}} \sim 490 \text{ нм}$  и плечом на длинноволновом склоне в области 550 нм (рис. 2). Он перекрывает большую часть видимого диапазона от 400 до 600 нм, что позволяет использовать для накачки излучение многих лазеров, работающих в видимой области спектра, например, вторую гармонику неодимовых лазеров, аргоновый лазер, лазер на парах меди и т. д. Кроме того, большая ширина полосы поглощения позволяет эффективно использовать излучение некогерентных оптических источников, таких, как Солнце, лампы, свето- и лазерные диоды. Так как переход  $^2T_{2g} \rightarrow ^2E_g$  разрешен по спину, сечение поглощения в максимуме полосы достигает  $6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , что при концентрации активатора 0,1 вес.% ( $3,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) позволяет обеспечить коэффициент поглощения до  $2 \text{ см}^{-1}$ .

Спектр люминесценции  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  (рис. 2, а) представляет собой широкую бесструктурную, практически однородно уширенную полосу. Обращает внимание его экстремально большая ширина, достигающая  $3200 \text{ см}^{-1}$ . Это значительно превышает соответствующие величины для  $d \leftrightarrow d$  переходов

в других ионах, например, в алксандрите  $\text{BeAl}_2\text{O}_4:\text{Cr}^{3+}$  [23]. Объяснить эту чрезвычайно полезную особенность можно, используя конфигурационную диаграмму рис. 1. На рис. 1, а представлены энергетические поверхности в конфигурационном пространстве для верхнего  ${}^2E_g$  и нижнего  ${}^2T_{2g}$  состояний, возникающие в результате проявления эффекта Яна-Теллера. Для верхнего состояния энергетическая поверхность имеет симметрию вращения и изображается в виде «мексиканской шляпы», для нижнего — поверхность образована тремя пересекающимися вибранными параболоидами. Люминесценция происходит за счет переходов с нижнего колебательного подуровня состояния  ${}^2E_g$  (этот минимум в конфигурационном пространстве имеет форму окружности (см. рис. 1, а)) на колебательные подуровни нижнего электронного состояния  ${}^2T_{2g}$ . В зависимости от того, с какой точки окружности осуществляется переход, в силу его «вертикальности» (принцип Франка-Кондона) он заканчивается на том или ином колебательном подуровне нижнего электронного состояния со средней энергией от  $2000\text{ см}^{-1}$  до  $4230\text{ см}^{-1}$  (рис. 1, б). Таким образом, спектр люминесценции дополнительно уширяется на  $2230\text{ см}^{-1}$ . В результате полоса люминесценции по уровню 0,1 от максимума простирается от 600 до 1100 нм. Нами проведены измерения крыльев полосы люминесценции, зависимости их характера от температуры, а также релаксационных спектров (зависимости времени затухания люминесценции от ее длины волны  $\tau_{\text{люм}} = f(\lambda)$ ). Изменения показали, что длинноволновый «хвост» полосы люминесценции продолжается до  $1,3 - 1,35\text{ мкм}$ , а его интенсивность и форма изменяются в широких пределах в зависимости от температуры. Релаксационный спектр отсутствует, т.е. длительность люминесценции остается постоянной в диапазоне  $0,63 - 1,35\text{ мкм}$  (измерения выполнены при комнатной температуре; погрешность измерений  $\leq 10\%$ ). Сечение генерационного перехода  ${}^2E_g \rightarrow {}^2T_{2g}$  в максимуме контура усиления составляет  $3,5 \cdot 10^{-19}\text{ см}^2$  и  $1,5 \cdot 10^{-19}\text{ см}^2$  для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризации соответственно.

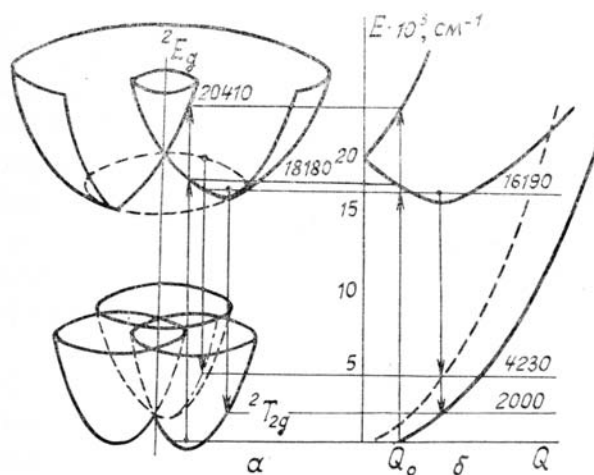


Рис. 1. Энергетические поверхности в конфигурационном пространстве, возникающие в результате проявления эффекта Яна — Теллера (а), и однокоординатная конфигурационная диаграмма для иона  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (б). Значения уровней энергии даны в  $\text{см}^{-1}$

Сечение усиления для одной из поляризаций в зависимости от длины волны описывается согласно [21] функцией

$$\sigma(\mathbf{k}, \lambda) = \frac{\lambda^5 G(\mathbf{k}, \lambda)}{hc^2 n^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma(\mathbf{k}, \lambda)$  — сечение усиления на длине волны  $\lambda$  в направлении вектора  $\mathbf{k}$ ,  $G$  — функция спонтанного излучения, определяющая его интенсивность в единице телесного угла в направлении вектора  $\mathbf{k}$ , приходящаяся на единичный интервал длин волн;  $h$  — постоянная Планка;  $c$  — скорость света;  $n$  — показатель преломления кристалла.

С учетом отсутствия релаксационного спектра из этой зависимости следует, что контур усиления сдвинут в длинноволновую область по сравнению с контуром люминесценции, а длинноволновое крыло его более развито (рис. 2, а). Реально это означает, что при сравнимой интенсивности люминесценции усиление на длинноволновом крыле будет значительно больше, чем на коротковолновом. Эксперименты по измерению усиления в кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  на длинах волн  $> 1\text{ мкм}$  при возбуждении второй гармоникой лазера на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  позволили определить в этой спектральной области сечение генерационного перехода, которое составило  $\sigma_{\text{ген}} = 10^{-20}\text{ см}^2$  на  $\lambda = 1,06\text{ мкм}$  и  $\sigma_{\text{ген}} = 5 \cdot 10^{-21}\text{ см}^2$  на  $\lambda = 1,15\text{ мкм}$ . Для сравнения напомним, что сечение генерационного перехода в алксандрите в максимуме контура усиления составляет  $7 \cdot 10^{-21}\text{ см}^2$  [23]. Рассмотренные особенности позволяют прогнозировать спектральный диапазон генерации лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ : во-первых, он заметно смещен в

длинноволновую область; во-вторых, существенно шире, чем можно было бы предположить, основываясь на спектре люминесценции.

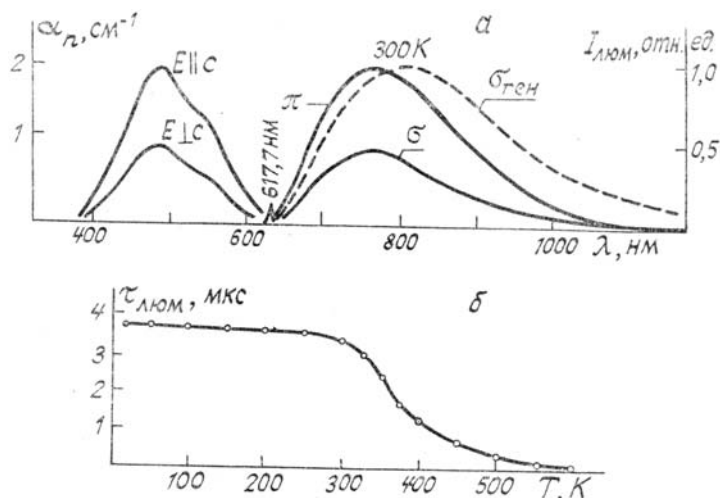


Рис. 2. Спектры поглощения, люминесценции и зависимость сечения генерационного перехода от длины волны (а); температурная зависимость времени затухания люминесценции для  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  ( $c = 0,1$  вес. %) (б)

Следует отметить, что конкретные спектральные характеристики у кристаллов, полученных различными методами, заметно различаются и во многом определяются технологией роста и отжига.

Из других спектроскопических особенностей  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , характеризующих его как лазерную среду, отметим высокий квантовый выход люминесценции, отсутствие поглощения в возбужденном состоянии, слабо развитое концентрационное тушение.

Квантовый выход люминесценции превышает при комнатной температуре 80%. С ростом температуры начинает развиваться безызлучательная релаксация и квантовый выход начинает падать, длительность люминесценции при этом уменьшается (рис. 2, б) [28, 29].

Отсутствие поглощения в возбужденном состоянии является особенностью ионов с  $3d^1$  ( $3d^9$ )-конфигурациями и выгодно отличает их от всех других ионов с незаполненными  $d$ -оболочками. Связано это с тем, что первый возбужденный уровень иона с  $3d^1$ -конфигурацией находится далеко от основного, например, для  $\text{Ti}^{3+}$ , на расстоянии более  $80380 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому при расщеплении в любом реальном кристаллическом поле уровни, возникающие из него, находятся далеко от верхнего лазерного уровня и не могут вызвать ни поглощения с этого уровня, ни излучения накачки, ни тем более излучения генерации. Таким образом, в  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  отсутствует один из важнейших негативных факторов, который ограничивает энергию генерации и диапазон перестройки всех известных лазеров на хромосодержащих кристаллах, а также лазеров на кристаллах, активированных  $\text{V}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$  и т.д.

Влияние концентрационного тушения практически не проявляется во всем технологически доступном диапазоне концентраций активатора.

### Генерационные характеристики лазеров на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$

Рассмотрим вначале генерационные характеристики лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с когерентной накачкой, для которых в настоящее время достигнуты наилучшие результаты. Практическая целесообразность использования когерентной накачки определяется наличием высокоэффективных неодимовых лазеров с нелинейными преобразователями частоты во вторую гармонику, а также достаточно хорошо освоенных лазеров на аргоне и парах меди.

Отличительным свойством лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с когерентной накачкой, продемонстрированным уже в первых работах [13, 22, 24–30], является высокий полный КПД преобразования излучения, достигающий 55–60%. На рис. 3, а показана одна из полученных нами зависимостей энергии генерации от энергии накачки для лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , работающего в импульсно-периодическом режиме на  $\lambda = 800 \text{ нм}$ . Накачка осуществлялась второй гармоникой лазера на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda_{\text{нак}} = 532 \text{ нм}$ ,  $E_{\text{нак}} = 15 \text{ мДж}$ ,  $f = 25 \text{ Гц}$ ). В активном элементе длиной 25 мм поглощалось 98% энергии накачки. Из рисунка видно, что полный КПД генерации достигает 55%, а дифференциальный (отношение приращения энергии генерации к приращению энергии накачки) – 65%. В данном эксперименте продемонстрирована возможность достижения квантового КПД генерации  $\sim 1$ . Таким образом, в совершенных конструкциях лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  КПД преобразования ограничивается практически только стоксовыми потерями,  $\eta_{\text{ст}} = h_{\text{ген}}/h\nu_{\text{нак}}$ . Этот эксперимент подтверждает отсутствие в  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  заметного поглощения с возбужденных уровней, а также несущественность при импульсной накачке безызлучательной релаксации – важнейших негативных процессов, ограничивающих генерационные характе-

ристики лазеров. Ослабленное влияние последнего механизма подтверждается и температурной зависимостью энергии импульсов генерации, и средней мощностью лазеров на кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  (рис. 3, б). Из рисунка видно, что при возбуждении импульсами длительностью 10 нс выходная энергия лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  начинает уменьшаться только при нагревании активного элемента до температуры более  $240^\circ\text{C}$ , и даже при накачке импульсами длительностью 400 нс эта граница составляет  $180^\circ\text{C}$  [28], что является вторым важным отличием лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Такой широкий температурный диапазон, в котором выходная энергия лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  остается постоянной, имеет чрезвычайно важное значение для практики и выгодно отличает этот лазер от ряда лазеров на хромосодержащих кристаллах и, тем более, от лазеров на кристаллах, активированных  $\text{V}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ , способных работать только при криогенных температурах.

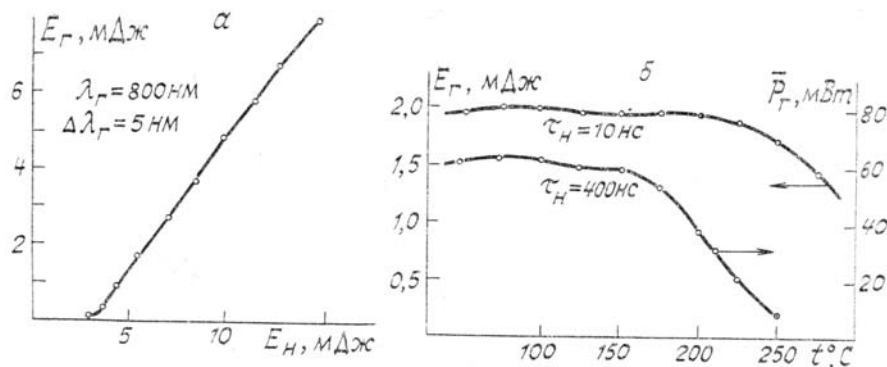


Рис. 3. Зависимость энергии генерации от энергии накачки (а) и энергии и средней мощности генерации от температуры для лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с накачкой второй гармоникой лазеров на гранате (б)

Следующим свойством, определяющим использование лазеров на кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  в лидах, является возможность получения достаточно высокой энергии в одиночном импульсе. Эксперименты по генерации  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  при накачке второй гармоникой лазера на стекле с неодимом, показали, что энергия в импульсе ограничивается только энергетическими возможностями источника накачки. Так, в [30] она составила 0,6 Дж при энергии импульса накачки  $E_{\text{нак}} = 2$  Дж. Сравнимые энергии получены и при накачке лазером на красителях (2 Дж при  $E_{\text{нак}} = 10$  Дж) [31]. Удельный энергозапас активной среды при концентрации активатора 0,1 вес. % может достигать 5–10 Дж/см<sup>3</sup>. В настоящее время создается система на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с выходной энергией  $\geq 15$  Дж. Таким образом, по энергетическим возможностям лазеры на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  способны удовлетворять требованиям, предъявляемым к излучателям для атмосферных исследований. Негативным моментом является необходимость использования в качестве источников накачки неодимовых лазеров с высокой энергией.

Четвертым отличительным признаком лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  являются мощностные характеристики. Они, как и энергетические, определяются возможностями источника накачки. Уже в первых работах [13, 24] при накачке второй гармоникой лазера на ГСПГ: $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  была достигнута средняя выходная мощность 1,2 Вт (40 Гц, 30 мДж). Сравнимые средние мощности реализованы и при накачке лазером на стекле ( $\bar{P}_{\text{ген}} = 1,3$  Вт при  $E_{\text{ген}} = 0,65$  Дж,  $f = 2$  Гц [32]), а также квазинепрерывным лазером на YAG: $\text{Nd}^{3+}$  [28]. При накачке лазером на парах меди достигнута средняя мощность генерации 2,6 Вт [33].

Приведем схему и характеристики одного из созданных нами лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с когерентной накачкой, работающего в квазинепрерывном режиме (рис. 4). В нем в качестве источника накачки использован промышленный лазер ЛТИ–701 с внутрирезонаторным удвоением частоты. Активный элемент из  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  диаметром 6 мм и длиной 6 мм помещен на тепловом контакте из индия в алюминиевый радиатор  $P$  с площадью поверхности 200 см<sup>2</sup>, помещенный в перетяжке внутрирезонаторного телескопа  $L_1-L_2$ . Диаметр рабочей зоны в кристалле 80 мкм. Излучение накачки вводится через спектроделитель  $СП$  и дихроичное зеркало  $Z$  в резонатор и фокусируется линзой  $L_1$  с  $F = 65$  мм на активный элемент. В качестве перестроечного элемента  $C$  используется дифракционная решетка  $D_p$ , имеющая 1200 штрихов/мм, селективные свойства которой улучшаются за счет использования призмного телескопа  $ПТ$ . В таком устройстве при средней мощности накачки 4 Вт средняя выходная мощность в максимуме контура усиления составляет 760 мВт; при спектральной ширине линии генерации  $\Delta\lambda_{\text{ген}} = 30$  пм, реализован диапазон перестройки 670–960 нм; расходимость выходного излучения была 0,3 мрад.

Приведенные энергетические и мощностные характеристики свойственны лазерам, выполненным на одном активном элементе, и могут быть существенно улучшены в более сложных системах: в лазерах с усилителями или многоэлементных лазерах.

Обсудим возможности управления спектральными характеристиками лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и, в первую очередь, условия, необходимые для генерации узкой линии в заданном участке спектрального диапазона. Как отмечалось выше, широкая полоса люминесценции достаточно хорошо однородно

уширена и поэтому высокоэффективный сьем запасенной энергии возможен на любом участке спектрального диапазона в пределах контура усиления. Отметим, что для селекции колебаний лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  в полной мере применимы методы, разработанные для лазеров на красителях и кристаллах с центрами окраски и изложенные в [34].

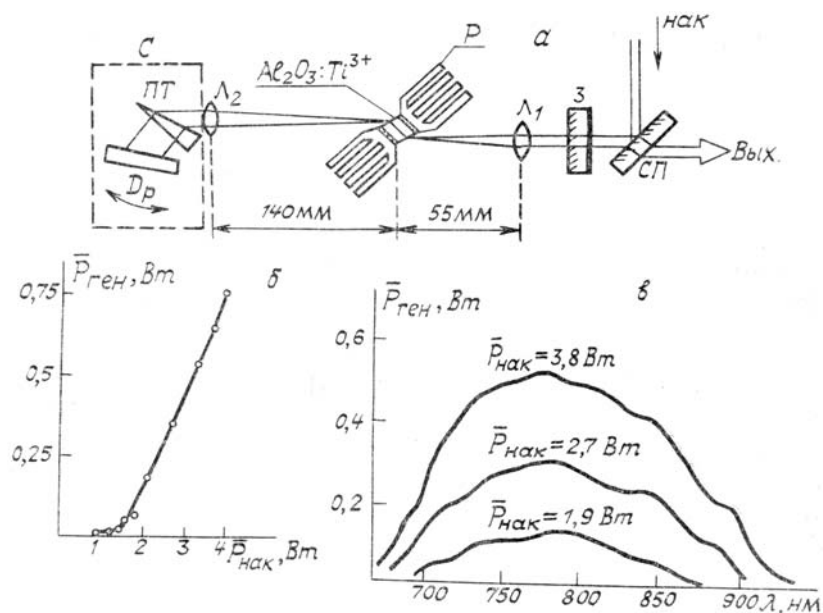


Рис. 4. Блок-схема лазера (а); зависимость средней выходной мощности от средней мощности накачки (б) и перестроечные характеристики при различных уровнях накачки лазера на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с квазинепрерывной накачкой (в)

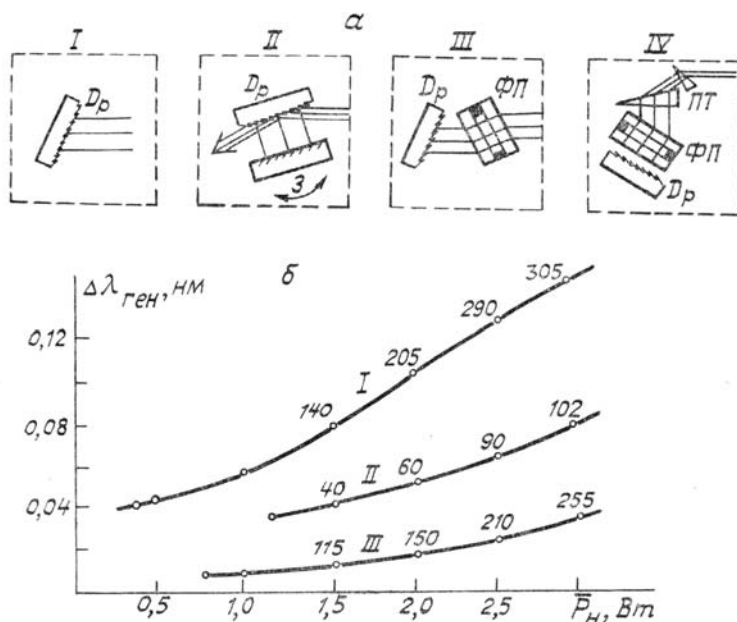


Рис. 5. Типы селекторов (а) и зависимость ширины спектра генерации от мощности накачки для различных типов селекторов (б). Цифрами возле экспериментальных точек указана выходная мощность лазера в мВт

В качестве примера рассмотрим спектральные характеристики лазера на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ , работающего в квазинепрерывном режиме. В экспериментах использовался резонатор, схема которого приведена на рис. 4, а. Узел селекции С (на схеме ограничен пунктирной линией) в различных экспериментах изменялся и его варианты представлены на рис. 5, а. На рис. 5, б приведены зависимости ширины полосы генерации от типа используемого селектора и уровня поглощенной в активном элементе средней мощности накачки. Как видно из рисунка, использование только одной дифракционной решетки, установленной в автоколлимационной схеме (селектор типа I), позволяет сузить линию в среднем до 100 нм и обеспечить КПД генерации  $\geq 10\%$ . Как отмечалось ранее, использование одноэлементного призмного телескопа с решеткой приводит к сужению линии до 30 нм. Примерно такие же резуль-

таты достигаются при использовании решетки в схеме скользящего падения в совокупности с зеркалом (селектор типа II). Но энергетические характеристики при этом падают примерно в 3 раза. Использование совместно с решеткой интерферометра Фабри–Перо (селектор типа III) приводит к дополнительному сужению линии почти на порядок, уменьшая выходную энергию на 20–30%. И особенно эффективно использование решетки с интерферометром в сочетании с двухэлементным призмным телескопом (селектор типа IV). В этом случае реализуется ширина линии генерации 1÷3 пм при КПД в несколько процентов. При использовании в селекторе типа IV второго интерферометра с базой 22 мм генерация происходит на одной продольной моде с шириной полосы ~ 0,3 пм.

Для осуществления оперативной перестройки длины волны генерации лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  могут быть использованы акустооптические устройства, возможности которых для управления спектром генерации показаны в работах [35, 36]. При работе с акустооптическим и дефлекторами основная сложность обусловлена высоким уровнем потерь, вносимых ими в резонатор. Но достаточно большие коэффициенты усиления, достижимые в кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , делают целесообразным применение дефлекторов для селекции.

Таким образом, в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  возможно получение любых, требуемых для задач зондирования, линий излучения и оперативное управление ими. Стабилизация ширины и положения линий на спектре осуществляется теми же методами, что и в лазерах других типов. В частности, стабилизация линии излучения в схеме с селектором типа IV с точностью до  $\Delta\lambda_{\text{ген}}/2$  может быть осуществлена путем термостатирования интерферометра.

Пространственные характеристики лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  определяются типом используемого резонатора, а также условиями возбуждения. Если для накачки используется лазер, генерирующий на аксиальных модах, то в лазере на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  легко достигается расходимость, близкая к дифракционной [28], равная  $0,3\div 0,5$  мрад при диаметре пучка на выходном зеркале ~ 3 мм. В настоящее время существуют решения, позволяющие и при многомодовой накачке достигать дифракционной расходимости при предельно высоком КПД. При формировании пространственных характеристик в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с ламповой накачкой используются те же методы и приемы, что и в обычных твердотельных лазерах. Что касается термических искажений, то они заметно меньше, чем, например, в рубиновых и неодимовых лазерах, так как с хорошей теплопроводностью матрицы здесь сочетается четырехуровневая схема генерации (это предполагает использование малых энергий накачки).

Поляризация генерируемого излучения в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  определяется взаимной ориентацией оси кристалла  $C_{3v}$  и оптической оси активного элемента. Как правило, активные элементы вырезаются так, что угол между этими осями находится в пределах 60–90°. В этом случае генерируется полностью поляризованное излучение. Если же ось активного элемента параллельна оси кристалла, то генерируемое излучение неполяризовано. Поглощение кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и, следовательно, условия возбуждения также зависят от взаимной ориентации вектора поляризации и указанных осей. Поглощение максимально, когда все три вектора лежат в одной плоскости.

### Усилительные свойства кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$

Необходимость в использовании систем с усилителями продиктована тем, что от излучателей, применяемых в системах зондирования атмосферы, кроме высоких энергий и мощностей, требуются соответствующие спектральные, пространственные и временные характеристики, которые удобнее формировать в задающем генераторе.

Рассмотрим усилительные свойства кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и возможности построения на их основе мощных систем. Основными характеристиками усилителя являются параметры насыщения, коэффициент линейного усиления, коэффициент потерь и энергия, запасаемая в единице объема активной среды. При усилении непрерывного сигнала насыщающая интенсивность для  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$   $I_s = h\nu/2\sigma\tau_{\text{люм}}$  на  $\lambda = 800$  нм равна  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Для коротких импульсов плотность энергии насыщения  $F_s = h\nu/2\sigma$  составляет 0,7 Дж/см<sup>2</sup>. Коэффициент линейного усиления  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  может достигать долей и единиц см<sup>-1</sup>. Так, для кристаллов с концентрацией активатора 0,1 вес% коэффициент линейного усиления при полной инверсии составляет ~ 10 см<sup>-1</sup>. Коэффициент нерезонансных потерь в реальных кристаллах не превышает сотых и тысячных долей см<sup>-1</sup> [17]. Энергия, запасаемая в одном см<sup>3</sup>, как уже отмечалось, может достигать 5–10 Дж.

Нами исследованы усилительные свойства кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  при импульсной [32], импульсно-периодической [37] и квазинепрерывной накачке [38]. На рис. 6 приведены некоторые характеристики усилителей на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Из рисунка видно, что коэффициент усиления  $K$  нелинейно зависит как от плотности входной энергии (рис. 6, а), так и от плотности энергии накачки (рис. 6, б). Экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными и достаточно надежно прогнозируются, что подтверждает отсутствие механизмов, ограничивающих усиление.

Изучена спектральная зависимость коэффициента усиления и найдены условия, при которых возможно получение существенно более равномерной перестроечной кривой. На рис. 6, в кривая 1 характеризует изменение по спектру коэффициента усиления слабого сигнала. Энергия импульса на входе усилителя в исследованном спектральном диапазоне была постоянна и составляла  $10^{-5}$  Дж при плотности энергии  $5 \cdot 10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>, энергия накачки усилителя —  $1,2 \cdot 10^{-2}$  Дж. В данном экспери-

менте спектральный ход коэффициента линейного усиления полностью согласуется с рассчитанным  $K(\lambda) = \sigma(\lambda)\Delta N$ . В максимуме контура усиления при более высокой энергии накачки усилителя ( $3 \cdot 10^{-2}$  Дж) достигнут коэффициент усиления  $K = 3 \cdot 10^3$  для входного сигнала с энергией в импульсе  $10^{-6}$  Дж.

Кривая 2 на том же рисунке показывает спектральную зависимость коэффициента усиления для случая сильного сигнала,  $E_{вх} = 10^{-3}$  Дж при  $E_{нак} = 1,2 \cdot 10^{-2}$  Дж. Обращает внимание постоянство коэффициента усиления по спектру. Объясняется это тем, что уровень входного сигнала в данном случае заметно превышает плотность энергии насыщения ( $F_{вх} \geq 6F_s$ ), что обеспечивает полный съем запасенной энергии в любом участке спектрального диапазона. Здесь следует оговориться, что в этом случае плотность мощности во входном пучке для импульсов длительностью 10–15 нс близка к порогу лазерного разрушения. Для входных импульсов с  $\tau_{имп} \geq 100$  нс эта опасность существенно уменьшается и реализация такого режима усиления становится возможной. Кривая 3 на рис. 6, в показывает спектральную зависимость выходной энергии системы «генератор–усилитель» при условии, что задающий генератор имеет обычную перестроечную характеристику (рис. 10, а) и энергия на входе усилителя изменяется от  $1,5 \cdot 10^{-3}$  Дж в центре перестроечной кривой до  $3 \cdot 10^{-4}$  Дж на краях спектрального диапазона. При этом суммарная энергия накачки системы «генератор–усилитель» составляла 30 мДж. Эта зависимость важна в практическом плане, так как демонстрирует возможность создания источника перестраиваемого излучения с П-образной перестроечной кривой.

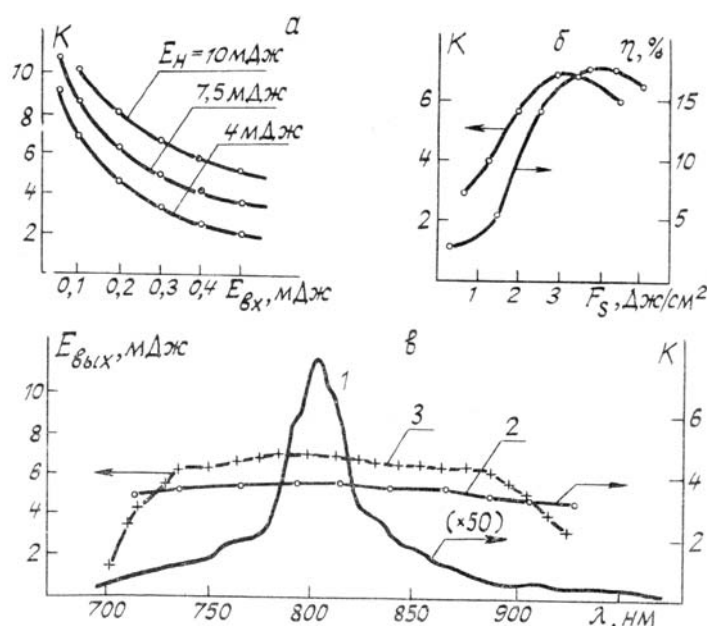


Рис. 6. Зависимости коэффициентов усиления от входной энергии при различных уровнях накачки (а), коэффициента усиления и КПД от плотности энергии входного сигнала (б), а также спектральный ход коэффициентов усиления слабого 1 и сильного 2 сигналов и выходной энергии системы «задающий генератор–усилитель», работающей в режиме насыщения на кристаллах  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  (в)

Приведенные спектральные зависимости усилительных свойств кристаллов  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  получены для входного сигнала с  $\Delta\lambda = 0,5$  нм. Последние эксперименты по усилению сигналов с  $\Delta\lambda = 1–3$  пм, а также «одночастотных» (одна продольная мода) с  $\Delta\lambda \sim 0,3$  пм показали, что основные закономерности сохраняются и в этих случаях.

Осуществлено усиление широкополосного сигнала с  $\Delta\lambda = 75$  нм от генератора на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с неселективным резонатором. Отличительные особенности этого режима – трансформация спектрального контура (некоторое сужение) и формы сигнала.

Говоря об энергетических характеристиках усилителей на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ , подчеркнем, что они также определяются возможностями источников накачки, достаточно просто масштабируются и позволяют разработать системы на выходную энергию в импульсе в единицы и десятки джоулей (см. предыдущий раздел). КПД усилителя по запасенной энергии, работающего в режиме насыщения или близком к нему, достигает 30–40%. Учитывая, что основная часть энергии расходуется на накачку усилителя, это предполагает высокие сквозные КПД системы.

Обсуждая возможные пути создания мощных лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с высоким КПД, остановимся на системах с инжекцией излучения. Работа лазера на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  в режиме инжекции впервые продемонстрирована в [39]. В этом случае исполняющий лазер фактически является многопроходным усилителем, в котором появляется возможность более полно использовать запасенную энергию при входных



(инжектируемых) сигналах, значительно меньших, чем необходимо для работы усилителя в режиме насыщения. Как следствие, появляется возможность создания простых и эффективных мощных систем.

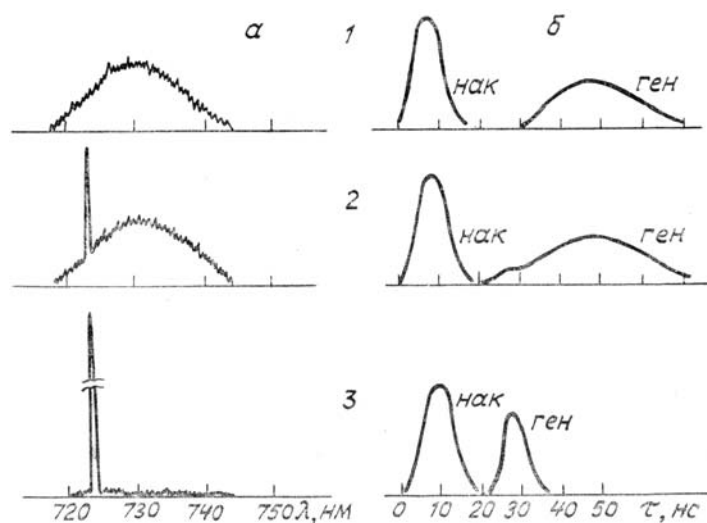


Рис. 7. Спектральные (а) и кинетические (б) характеристики исполняющего лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  при отсутствии инжектируемого сигнала – 1,  $E_{\text{инж}} = 12$  мкДж – 2,  $E_{\text{инж}} = 110$  мкДж – 3

Нами проведено всестороннее исследование режима инъекции в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и ниже представлены некоторые результаты. Сразу следует отметить, что указанный режим в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  достаточно эффективен, что связано с большим временем линейного этапа развития генерации. Это позволило осуществить эффективное управление спектром генерации мощного лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  со слабоселективным резонатором в спектральном диапазоне 715–900 нм. В качестве лазера-инжектора использовался перестраиваемый лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с шириной линии генерации 1–3 нм. Накачка лазера-инжектора и исполняющего лазера осуществлялась одним и тем же источником со следующими характеристиками:  $\lambda_{\text{нак}} = 532$  нм,  $E_{\text{нак}} = 50$  мДж,  $f = 50$  Гц,  $\tau_{\text{имп}} = 15$  нс. Излучение накачки делилось на два пучка в пропорции 1/9. Пучок с энергией в отдельном импульсе  $\sim 5$  мДж возбуждал лазер-инжектор. Основная же часть энергии  $\sim 45$  мДж через регулирующую линию задержки подавалась на исполняющий лазер. Модовый состав генерации исполняющего лазера и лазера-инжектора согласовывался с помощью внутрирезонанторного телескопа. Коэффициент взаимной связи резонаторов двух лазеров составлял  $\sim 5,5\%$ . В отсутствие излучения лазера-инжектора исполняющий лазер генерировал излучение с шириной полосы  $8\div 10$  нм, которое могло перестраиваться по спектру в указанном диапазоне. При включении лазера-инжектора в режиме оптимального временного согласования импульсов накачки обоих лазеров наблюдалась полная перекачка энергии исполняющего лазера в линию шириной 1–3 нм, положение которой на спектре задавалось лазером-инжектором. Выходная энергия исполняющего лазера в рабочем спектральном диапазоне изменялась незначительно и составляла 10–13 мДж. Требуемая для полного контроля спектра исполняющего лазера энергия инжектируемых импульсов в наших условиях изменялась по спектральному диапазону в пределах от 8–110 мкДж. На рис. 7 показана эволюция спектральных и временных характеристик исполняющего лазера, работающего в области длин волн одной из аналитических полос паров воды, в зависимости от уровня инжектируемого сигнала. Видно, что при отсутствии инжектируемого сигнала импульс генерации исполняющего лазера имеет длительность  $\sim 50$  нс и задержан относительно импульса накачки на 70–80 нс. Задержка связана с временем формирования лазерного излучения из спонтанного шума, полоса генерируемых длин волн составляет  $\sim 8$  нм. При включении лазер-инжектор начинает влиять на спектр и кинетику генерации исполняющего лазера уже при значении инжектируемого сигнала  $\sim 25$  мкДж. При энергии инжектируемого сигнала  $\geq 0,1$  мДж достигается полная перекачка излучаемой исполняющим лазером энергии в узкую линию. Время развития генерации заметно сокращается, т. к. она уже развивается на основе инжектируемого сигнала с высокой спектральной яркостью. Учитывая простоту и эффективность лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с инъекцией излучения, их можно рекомендовать для создания мощных систем, генерирующих узкополосное излучение.

Таким образом, приведенные данные показывают возможность создания излучателей с высоким КПД, выходными энергиями и средними мощностями, достаточными для решения практических задач лазерного зондирования атмосферы. Особо следует подчеркнуть возможность реализации в широком спектральном диапазоне П-образной перестроечной кривой, что не свойственно сегодня известным перестраиваемым источникам когерентного излучения. Заканчивая обсуждение усилительных свойств кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , следует отметить потенциальные возможности, связанные с получением предельно коротких импульсов с высокой энергией. Экстремально большая спектральная ширина

контура усиления и оптимальные параметры насыщения (см. выше) позволяют рассчитывать на создание эффективных усилителей фемтосекундных импульсов с выходной энергией до джоулей.

### Режимы работы лазеров на кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ .

Способность работать в различных режимах является одной из важнейших характеристик лазеров, определяющих сферу их применения. Из изложенного выше следует, что лазеры на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  могут эффективно генерировать в импульсном, импульсно-периодическом и квазинепрерывном режимах. В дополнение обсудим результаты по непрерывной генерации и генерации в режиме синхронизации мод. Некоторые из этих результатов представлены в работах [28, 40, 41]. Непрерывная генерация возбуждается либо аргоновым лазером (используются его обе наиболее интенсивные линии генерации  $\lambda_1 = 488$  нм,  $\lambda_2 = 514$  нм), либо второй гармоникой лазера на гранате. Непрерывные лазеры на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  отличаются простотой конструкции, в них обычно применяется трехзеркальный резонатор, аналогичный резонаторам струйных лазеров на красителях, либо резонатор, представленный на рис. 4, а, в котором решетка заменена зеркалом, а в качестве селектора используется фильтр Лيو, обладающий меньшими потерями. Лазеры генерируют при комнатных температурах, при этом пороги по поглощенной мощности составляют 800 мВт [28], 1300 мВт [42] и даже 100 мВт [43]. Достигнутая к настоящему времени мощность генерации равна 1,6 Вт при дифференциальном КПД 19% [42]. Как и следует ожидать, КПД и энергетические характеристики непрерывного лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  определяются, в первую очередь, качеством кристаллов. Ориентировочным критерием, определяющим возможность использования кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  в непрерывных лазерах, на наш взгляд, является отношением коэффициента поглощения в максимуме полосы поглощения ( $\lambda = 490$  нм) к коэффициенту неактивных потерь (поглощение и рассеяние) в спектральной области генерации. Это отношение должно быть  $\geq 10^2$ .

Генерационные характеристики кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  при когерентной накачке

Режим и вид накачки	КПД полн./диф.	$\lambda_{\text{ген}}$ , нм	$E_{\text{г}}$ , Дж	$E_{\text{пор}}$ , Дж	$\tau_{\text{имп}}$ , с	$f_{\text{имп}}$ , Гц	$\bar{P}_{\text{ген}}$ , Вт
Импульсная (YAG:Nd <sup>3+</sup> ), $\lambda_{\text{н}} = 532$ нм	48/68	670—960	$3 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$(4—10) \cdot 10^{-9}$	40	1,2
Импульсная (стекло: Nd <sup>3+</sup> ), $\lambda_{\text{н}} = 532$ нм	35/50	690—910	0,65	0,3	$(2—500) \cdot 10^{-10}$	2	1,3
Квазинепрерывная (YAG:Nd <sup>3+</sup> ), $\lambda_{\text{н}} = 532$ нм	45/70	670—980	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-6}$	$(1—10) \cdot 10^{-8}$	$(8—25) \cdot 10^5$	0,76
Непрерывная (Аг-лазер), $\lambda_{\text{н}} = 488+514$ нм	7/20	680—960	—	0,8 Вт	—	—	0,13
Квазинепрерывная (Cu-лазер), $\lambda_{\text{н}} = 510+578$ нм	35/50	680—960	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$(5—20) \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^3$	2,6
Режим синхронизации мод (синхронная накачка), $\lambda_{\text{н}} = 532$ нм	15/30	700—900	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$10^{-11}$	10	$15 \cdot 10^{-3}$
То же (активная синхронизация мод), $\lambda_{\text{н}} = 532$ нм	30/45	680—960	$3 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^4$	0,24

О синхронизации мод в лазере на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  впервые сообщено в [41]. Уже в этой работе с использованием синхронной накачки получены импульсы длительностью 10—15 пс при коэффициенте преобразования до 10%. Получена синхронизация мод в слабоселективном резонаторе с использованием пассивных затворов на растворах красителей, длительность импульсов в пуге в этом случае составляла  $\leq 25$  пс. В настоящее время нами реализован режим активной синхронизации мод с использованием акустооптического модулятора в резонаторе лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с квазинепрерывной накачкой. Получены устойчивые цуги импульсов с длительностью пиков  $< 100$  пс с КПД преобразования до 30% в спектральном диапазоне 670—960 нм. Режим синхронизации мод в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  имеет ряд особенностей, которые рассмотрены в специальных работах. Заканчивая обсуждение генерационных характеристик лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с когерентной накачкой, представим сводную таблицу, где приведены параметры реализованных к настоящему времени лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Естественно, что рассматривать данные, приведенные в этой таблице, надо как этапное состояние разработок.

Наконец, отметим еще одну положительную особенность лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с когерентной накачкой — высокий ресурс активных элементов. К настоящему времени еще не проведены детальные исследования этой характеристики, тем более, что она в значительной степени определяется технологией получения кристаллов. Но можно указать нижние границы для кристаллов, выращенных модифицированным методом Киропулоса (автор В.Н. Матросов). Нарботка активных элементов в лазерах импульсно-периодического режима при плотности мощности возбуждения 30—80 МВт/см<sup>2</sup> превышает  $10^8$  импульсов, а в лазерах, работающих в квазинепрерывном режиме, —  $\geq 10^{11}$  импульсов ( $f = 25$  кГц) и значительно превышает ресурс используемых неодимовых лазеров накачки.

Ламповая накачка в лазерах на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  пока применяется не очень широко. Это связано с тем, что по ряду важнейших характеристик лазеры на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с ламповой накачкой уступают ла-

рам, использующим когерентную накачку. Трудности ламповой накачки вызваны малым временем жизни верхнего лазерного уровня — 3,7 мкс. Это предполагает использование микросекундных импульсов накачки и, как следствие, работу лампы в очень жестком режиме, что существенно снижает ее ресурс. Вторым обстоятельством, затрудняющим использование для накачки импульсных ламп, является то, что при работе в режиме микросекундных импульсов основная часть их излучения лежит в УФ-области и не может быть использована для прямого возбуждения ионов  $Ti^{3+}$  в  $Al_2O_3$ . Поэтому уже в первых работах по ламповой накачке лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  [12, 44–46] авторы использовали люминесцентные трансформаторы на основе растворов красителей. К настоящему времени наилучшие результаты с ламповой накачкой достигнуты авторами работы [46], использовавшими в качестве люминесцентного трансформатора раствор кумарина 102. В их лазере получены: средняя выходная мощность 2,5 Вт (125 мДж, 20 Гц), порог 12 Дж, КПД до 0,5%, диапазон перестройки 710–912 нм, ресурс использованных ламп специальной конструкции достигал  $2,5 \cdot 10^5$  вспышек. Несмотря на обнадеживающие характеристики, этот лазер пока трудно рекомендовать для практики. Слабым звеном в нем является жидкий люминесцентный трансформатор, обладающий весьма ограниченным ресурсом и требующий прокачки, поэтому такая конструкция не позволяет продемонстрировать всех преимуществ лазера на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$ , связанных с высокими оптико-физическими характеристиками среды.

Нами изучена возможность получения генерации на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  при ламповой накачке с использованием твердотельных люминесцентных трансформаторов. В качестве последних применялись стекла, активированные одновалентной медью и церием, аналогичные исследованным в работах [47, 48], но отличающиеся более высокой стойкостью к ультрафиолетовому излучению. В экспериментах использовался цилиндрический осветитель из кварцевой трубки, покрытой снаружи слоем алюминия. В осветителе между лампой и активным элементом помещались либо стеклянный фильтр, отсекающий излучение, с длиной волны короче 400 нм, либо люминесцентный трансформатор толщиной 2 мм. Квантовая эффективность используемого трансформатора составляла 85%. Активный элемент диаметром 4,5 мм и длиной 50 мм с концентрацией активатора 0,15 вес.% помещался в резонатор длиной 50 см с зеркалами, имеющими коэффициенты отражения  $R_1 = 99,9\%$  и  $R_2 = 85\%$ . Длительность импульсов накачки по полувысоте составляла 15 мкс.

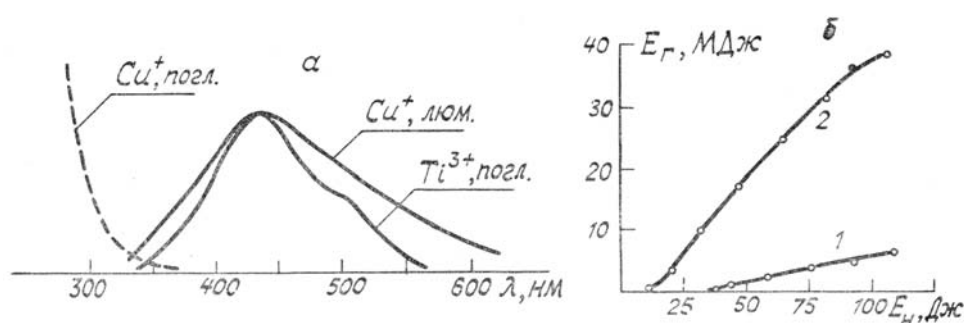


Рис. 8. Спектральные характеристики АБС-стекла, активированного  $Cu^{+}$ , в сопоставлении со спектром поглощения  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  (а); зависимость энергии генерации от энергии накачки лазера на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с ламповой накачкой без люминесцентного трансформатора — 1 и с ним — 2 (б)

Спектральные характеристики люминесцентного трансформатора и его влияние на порог и выходную энергию лазера иллюстрирует рис. 8. Порог генерации в случае использования отсекающего светофильтра составлял 37 Дж, при замене фильтра люминесцентным трансформатором он снижался до 10 Дж, одновременно возрастал в 4–6 раз дифференциальный КПД генерации, что свидетельствует о высокой эффективности используемого трансформатора. Эти предварительные результаты дают представление о возможных путях совершенствования лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  с ламповой накачкой.

*Нетрадиционные способы возбуждения.* К ним мы отнесем электронные пучки и солнечную накачку.

Электронные пучки, взаимодействуя с твердым телом, рождают электронно-дырочные пары. При этом у электронов с энергией до нескольких сотен кэВ на этот процесс уходит основная доля энергии. Рекомбинация электронно-дырочных пар приводит к возбуждению ионов активатора. Таким образом, электронные пучки могут быть использованы для возбуждения генерации в активированных кристаллах. Эксперименты по получению генерации в активированных кристаллах с накачкой электронным пучком проводились в работах [49–51], но эффективному осуществлению этого процесса препятствовала либо ограниченная радиационная стойкость используемых кристаллов ( $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ ), либо необходимость создания очень высокой плотности возбужденных состояний ( $Al_2O_3:Cr^{3+}$  — 3-уровневая схема генерации).

В отличие от использовавшихся ранее сред  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  сочетает в себе высокую радиационную стойкость и 4-уровневую (низкопороговую) схему генерации. Нами проведены эксперименты по генерации  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  при электронной накачке, и здесь представляются предварительные результаты (в подготовке экспериментов по электронной накачке лазеров на  $Al_2O_3:Ti^{3+}$  участвовал М.В. Белоконов).

Для возбуждения использовались электронные пучки со следующими характеристиками: энергия электронов в пучке  $E_e = 200$  кэВ,  $\tau_{\text{имп}} = 50$  нс, плотность тока в пучке  $J = 50$  А/см<sup>2</sup>,  $f = 5$  Гц. При облучении кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  электронными пучками с указанными характеристиками наблюдалась интенсивная люминесценция, спектр которой приведен на рис. 9, а. В экспериментах по генерации использовалась поперечная схема накачки, толщина возбуждаемого слоя составляла 250 мкм, применялся кристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  длиной 25 мм с напыленными на его торцы зеркалами, коэффициент отражения которых составлял 98%. Излучение генерации выходило симметрично в обе стороны. Спектр генерируемого излучения и его кинетические характеристики представлены на рис. 9. Генерационные характеристики практически не изменились после  $10^5$  вспышек, что свидетельствует о высокой радиационной стойкости данной среды. После многократного облучения кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  потоком электронов с суммарной экспозицией  $10^{17}$  эл/см<sup>2</sup> возникла слабая полоса поглощения с максимумом на  $\lambda = 470$  нм, но на генерационные свойства кристалла она заметного влияния не оказывала. Полученные экспериментальные результаты и теоретические оценки позволяют ожидать КПД генерации по энергии, запасенной в электронном пучке, до 10–12%. Учитывая простоту и эффективность электронных пушек с указанными характеристиками, можно прогнозировать на этом пути создание простых, эффективных и надежных лазерных излучателей, работающих в широком спектральном диапазоне.

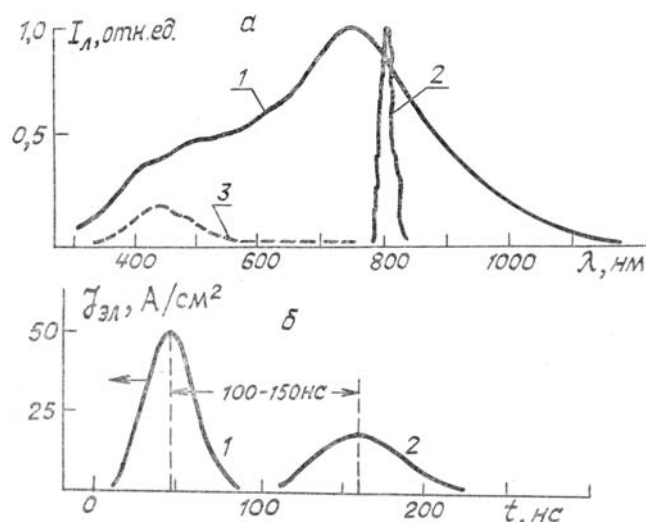


Рис. 9. Спектр люминесценции — 1, генерации — 2 и наведенного поглощения — 3 кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  при электронном возбуждении (а); токовый импульс электронного пучка накачки — 1 и импульс генерации  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  — 2 (б)

Солнечная накачка является, по-видимому, особенно перспективной для лазеров на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Обусловлено это тем, что спектр поглощения  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  практически идеально согласуется со спектром излучения Солнца [3] (рис. 2). Максимум излучения Солнца лежит в области  $\lambda_{\text{макс}} = 470$  нм, в то время, как максимум поглощения  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  приходится на 490 нм. Широкая же полоса поглощения  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , перекрывающая почти всю видимую область спектра, позволяет наиболее полно использовать солнечную радиацию. На спектральный диапазон 400–615 нм приходится до 35% солнечной радиации, которая может быть полностью использована для прямого возбуждения ионов  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Кроме того, используя люминесцентный трансформатор на основе стекла, активированного медью (смотри выше), можно с квантовой эффективностью  $\geq 85\%$  преобразовать излучение с  $\lambda > 400$  нм в излучение с  $\lambda = 400$ –600 нм, хорошо поглощаемое  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Таким образом, появляется возможность эффективно использовать солнечную радиацию с  $\lambda < 400$  нм, которая составляет  $\sim 20\%$  от общего потока солнечной энергии. В результате 55% солнечной энергии может быть использовано для возбуждения рабочих ионов в  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Такой возможности не предоставляет ни одна из известных лазерных сред. Методика расчета основных характеристик твердотельных лазеров с солнечной накачкой изложена в работах [52, 53]. В соответствии с этой методикой требуемая степень концентрации солнечной энергии  $\xi$  определяется из порогового условия генерации:

$$\alpha_{\text{ус}} = N\sigma_{14} (I_c \eta_{\text{сп}} \xi / h \bar{\nu}_c A_{32}) (1 - \xi_{\text{пор}}^{\text{II}}) \varpi_{32} > \alpha_{\text{пот}}, \quad (2)$$

где  $\alpha_{\text{ус}}$  — коэффициент усиления активной среды;  $N$  — концентрация активных частиц;  $\sigma_{14}$ ,  $\sigma_{32}$  — сечения поглощения на переходе  $4 \rightarrow 1$  и усиления на переходе  $3 \rightarrow 2$ ;  $I_c$  — солнечная константа, равная плотности мощности солнечного излучения у поверхности земли ( $I_c \approx 0,1$  Вт/см<sup>2</sup>);  $\eta_{\text{сп}}$  — относительная часть спектрального диапазона солнечного излучения, поглощаемого активатором на переходе  $1 \rightarrow 4$ ;  $\bar{\nu}_c$  — средняя частота солнечного излучения, поглощаемого веществом;  $A_{32}$  — скорость распада

верхнего лазерного уровня;  $\alpha_{\text{пот}}$  — суммарные потери на частоте генерации

$$\xi_{\text{пор}}^{\text{н}} = \frac{g_3 \bar{h} \bar{\nu}_c A_{32} e^{-\frac{\Delta E_{21}}{kT}}}{g_2 \sigma_{14} I_c \eta_{\text{сп}}}, \quad (3)$$

где  $\xi_{\text{пор}}^{\text{н}}$  — пороговая концентрация солнечного излучения, обеспечивающая инверсию на лазерном переходе  $3 \rightarrow 2$ ;  $g_{2,3}$  — кратности вырождения соответствующих уровней;  $\Delta E_{21}$  — энергетический зазор между основным и нижним лазерными уровнями.

Правая часть неравенства характеризует потери, которые для простоты ограничим потерями на дифракцию  $\alpha_{\text{диф}} \approx \lambda_{32}/l^2$ , где  $\lambda_{32}$  — длина волны генерации, а  $l$  — поперечный размер активной среды, и потерями на рассеяние и неактивное поглощение  $\alpha_{\text{н}}$ .

Проведем оценку требуемого  $\xi_{\text{пор}}^{\text{н}}$  для кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Используем следующие параметры:  $\alpha_{\text{н}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ;  $\lambda_{32} = 0,8 \text{ мкм}$ ;  $\bar{\nu}_c = 6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ ;  $\eta_{\text{сп}} = 0,55$ ;  $\sigma_{14} = 8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ;  $\sigma_{32} = 3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ;  $A_{32} = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ;  $g_2 = 3$ ;  $g_1 = 1$ ;  $\Delta E_{21} = 4230$ ;  $2000 \text{ см}^{-1}$  (см. рис. 1, а). Для  $\Delta E_{21} = 2000 \text{ см}^{-1}$  при условии полного поглощения накачки ( $N\sigma_{14}l \geq 1$ ), что возможно, если использовать кристалл с концентрацией активатора  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  ( $C = 0,3 \text{ мас.}\%$ ) с поперечным размером 2–3 мм, получаем  $\xi_{\text{пор}}^{\text{н}} \geq 6 \cdot 10^3$ . Такая концентрация в принципе возможна, хотя технически достаточно сложна. Тем не менее даже современный уровень технологии кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  ( $\alpha_{\text{н}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ) позволяет рассматривать лазер на кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с солнечной накачкой как реальность. Ситуация существенно изменится в лучшую сторону, если перейти к волноводным лазерам на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , имеющим меньшие неактивные потери и потери на дифракцию, и принять во внимание возможность реализации схемы с  $\Delta E_{21} = 4230 \text{ см}^{-1}$ . В этом случае реально снижение  $\xi_{\text{пор}}^{\text{н}}$  до  $10^2$  и ниже, что достаточно просто может быть реализовано с использованием парабола-цилиндрических гелиоконцентраторов. Это, в свою очередь, позволит перейти к активным средам длиной в несколько метров и, таким образом, реализовать не только низкороговые, но и мощные лазеры на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с солнечной накачкой:

Оценим предельный КПД лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  с солнечной накачкой:

$$\eta = \eta_{\text{сп}} \cdot \eta_{\text{кв}} \cdot \eta_{\text{люм}},$$

где  $\eta_{\text{сп}} = 0,55$ ,  $\eta_{\text{кв}} = \frac{\nu_{\text{ген}}}{\bar{\nu}_c} = 0,62$ ,  $\eta_{\text{люм}}$  — квантовый выход люминесценции, равный 0,8. Таким образом,

$\eta = 30\%$ . Отсюда найдем среднюю удельную мощность «солнечного лазера» на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , т.е. мощность лазера, приходящуюся на единицу площади гелиоконцентратора:

$$\bar{P}_{\text{уд}} = I_c \eta = 300 \text{ Вт/м}^2.$$

За пределами атмосферы она может быть увеличена до  $450 \text{ Вт/м}^2$ . По предельному КПД и энерго-съему с квадратного метра площади зеркала «солнечный лазер» на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  превосходит все предлагаемые лазеры с солнечной накачкой.

Учитывая, что сам «солнечный лазер» на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  может служить источником накачки целого ряда других активных сред (особенно учитывая возможность его селективной настройки), он может стать основным элементом многофункциональных систем (энергетических локационных, технологических) в первую очередь базирующихся в космосе.

### Спектральный диапазон генерации лазеров на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ и возможности его расширения

Экстремально широкая полоса люминесценции, однородный характер ее уширения и отсутствие поглощения в возбужденном состоянии в кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  создают предпосылки для реализации лазера с диапазоном непрерывно перестраиваемых длин волн генерации, превышающим диапазон известных лазеров. Уже к настоящему времени созданы лазеры, работающие во всех практически важных режимах, перестраивающие длину волны своего излучения в диапазоне 670–980 нм (см. таблицу). На рис. 10, а приведена одна из перестроечных характеристик, реализованных нами в лазерах импульсно-периодического действия. Заметим, что конкретные перестроечные характеристики могут существенно различаться. В их формах проявляются не только селективные характеристики резонатора, но отражаются и динамика возбуждения (при возбуждении непрерывным излучением или импульсами микросекундной длительности, как правило, более развито длинноволновое крыло), и внутренние оптико-физические свойства активной среды. Особенно сильное влияние на перестроечную характеристику оказывает наличие и характер пространственных резонансных структур, возникающих в процессе роста кристаллов [13, 22, 54]. Несомненно влияние и неконтролируемых примесей в

активном элементе. В этом случае перестраиваемый лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  работает как внутррезонаторный спектрометр. Последнее обстоятельство заставляет особо обсуждать технические условия на выращивание кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ .

Как указывалось выше, получено усиление на длинах волн 1,06 и 1,15 мкм, вполне достаточное для осуществления генерации. О реализации диапазона перестройки 0,60–1,024 мкм сообщается в работе [43].

По нашему мнению, в лазерах на кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  возможна генерация излучения, перестраиваемого в диапазоне 0,64–1,35 мкм. В последнем случае диапазон перестройки несколько превышает октаву, что предопределяет уникальные возможности его расширения с помощью нелинейных преобразований. Так, при удвоении перестраиваемого излучения в нелинейном кристалле достигается диапазон перестройки гармоники 320–675 нм, длинноволновый край которого перекрывается с коротковолновым краем основного излучения. Одним из нелинейных кристаллов, позволяющих осуществить эффективную генерацию второй гармоники во всем указанном диапазоне (синхронизм  $oo-e$ ), является  $\text{LiIO}_3$ . Эксперименты по удвоению частоты генерации лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  в кристалле  $\text{LiIO}_3$  продемонстрировали возможность осуществления этого процесса с эффективностью до 22% [13, 28, 24–26].

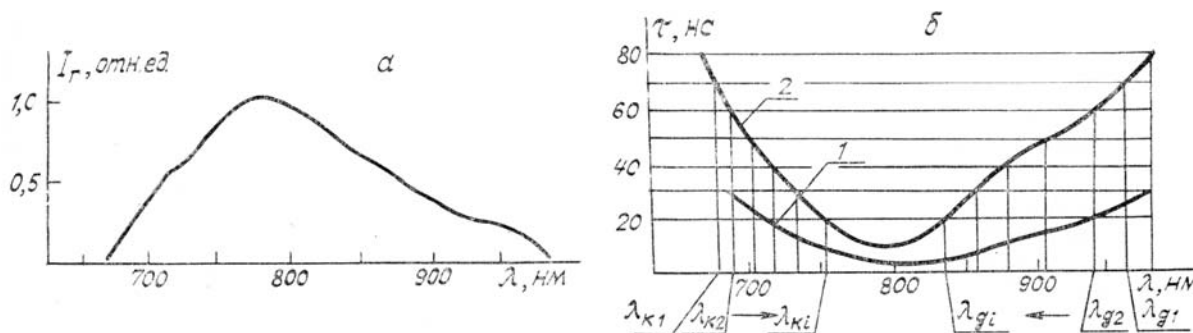


Рис. 10. Зависимость выходной энергии (а), длительности импульса генерации (1) и его задержки относительно импульса возбуждения (2) лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , работающего в импульсно-периодическом режиме, при накачке второй гармоникой неодимового лазера (б)

С другой стороны, перестраиваемая в пределах октавы генерация на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  позволяет получить перестраиваемое по частоте излучение во всем длинноволновом диапазоне, начиная с 1300 нм, путем генерации разностной частоты  $\nu_p = \nu_k - \nu_g$ , где  $\nu_k$  и  $\nu_g$  — частоты коротковолнового и длинноволнового излучения лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . В этом процессе длинноволновая граница преобразованного излучения определяется диапазоном прозрачности нелинейного кристалла и может достигать 15–20 мкм; например, на уже упомянутом кристалле  $\text{LiIO}_3$  возможна генерация излучения на разностной частоте в диапазоне от 1,3 до 5,5 мкм. При реализации такого преобразования необходимо учитывать особенности, связанные с временными характеристиками излучения лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ . Как указывалось еще в работах [25, 28], импульс генерации лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  задержан относительно моноимпульса накачки на десятки наносекунд. При квазинепрерывной накачке эта задержка возрастает до сотен наносекунд и более. Кроме того, сама длительность импульса меняется по спектру в несколько раз [28]. Отмеченные особенности создают трудности временного совмещения импульсов, что является необходимым условием высокоэффективного преобразования. Особенно негативную роль эти процессы играют при генерации суммарных и разностных частот (аддитивных преобразований), когда используются импульсы от разных источников с различающимися временными характеристиками, например, перестраиваемое излучение лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и излучение лазера накачки. Именно поэтому предложенные авторами [55] методы расширения диапазона генерируемых частот лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  путем суммирования и вычитания их с излучением основной и удвоенной частоты лазера накачки на ИАГ малоэффективны.

В настоящей статье предлагается метод генерации разностной частоты, лишенный указанных недостатков. Метод основан на учете закономерностей изменения длительности импульса генерации и его задержки относительно импульса накачки в зависимости от длины волны, а также возможности лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  работать в режиме полихроматора [56]. Для лазера, перестроечная характеристика которого приведена на рис. 10, а, измерены длительность импульса генерации и его задержка относительно импульса накачки. Эти зависимости представлены на рис. 10, б. Длительность импульсов генерации измерялась на полувысоте, задержка указана между максимумами импульсов накачки и генерации. Как видно из рисунка, две последние характеристики имеют спектральную зависимость, обратную по отношению к перестроечной кривой.

Режим полихроматора позволяет генерировать в лазере на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  одновременно несколько длин волн, каждой из них можно управлять отдельно. Для нашего случая достаточна генерация двух длин волн.

Получение перестраиваемого излучения в диапазоне от 1300 нм и далее за счет генерации разностной частоты осуществляется следующим образом. Лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  генерирует одновременно две

длины волны, частоты которых затем вычитаются в нелинейной среде. Длины волн закономерным образом синхронно изменяются — коротковолновая  $\lambda_k$  увеличивается от  $\lambda_{k1}$  до  $\lambda_{ki}$ , а длинноволновая  $\lambda_g$  уменьшается от  $\lambda_{g1}$  до  $\lambda_{gi}$ , что показано на рис. 10, б стрелками. При этом изменение каждой из них должно происходить по закону, обеспечивающему равенство длительностей импульсов на  $\lambda_k$  и  $\lambda_g$  и их задержек относительно импульса накачки. В последнем случае достигаются полное согласование смешиваемых импульсов по времени и, как следствие, оптимальные условия преобразования. Если  $\lambda_k = 650$  нм, а  $\lambda_g = 1300$  нм, то длина волны разностной частоты  $\lambda_p = 1300$  нм. При изменении  $\lambda_k$  и  $\lambda_g$  навстречу друг к другу длина волны  $\lambda_p$  будет увеличиваться и в принципе ограничивается только возможностями нелинейной среды.

Таким образом, на основе лазера на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , генерирующего в диапазоне 0,65–1,3 мкм, дополненного генераторами второй гармоники и разностной частоты, возможно создание высокоэффективного источника перестраиваемого когерентного излучения в диапазоне 0,32–20 мкм. В том случае, когда требуется расширение диапазона генерации в более коротковолновую сторону, например, при исследовании атмосферного озона, можно осуществить генерацию третьей гармоники перестраиваемого излучения  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , продвинув коротковолновую границу до 220 нм. Требуемые для этого основное излучение  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  и его вторая гармоника имеют почти одинаковые временные характеристики, и процесс может быть осуществлен простыми средствами с высокой эффективностью.

Подводя итог изложенному, отметим, что на базе лазеров на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  возможно создание высокоэффективных источников когерентного излучения, пригодных для измерения характеристик атмосферного аэрозоля, газового контроля, контроля термодинамических параметров атмосферы и ряда других характеристик.

Таким образом, лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  можно с достаточным основанием рекомендовать как базовый лазер для приборного зондирования атмосферы. Многие из приведенных характеристик достигнуты пока лишь в лабораторных условиях и еще требуют детальных и всесторонних исследований, но концентрация усилий в этом направлении оправдывается открывающимися перспективами.

В заключение выражаю искреннюю благодарность академику В.Е. Зуеву, беседы с которым стимулировали эту работу, профессору Г.С. Круглику и коллегам-соавторам, без которых невозможно было бы ее написание, профессору Г.Б. Альтшулеру, ознакомившемуся с рукописью и сделавшему полезные замечания.

1. Зуев В. Е. Лазер — метеоролог. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 178 с.
2. Лазерный контроль атмосферы: Пер. с англ. /Под ред. Э.Д. Хинкли: Пер. под ред. В.Е. Зуева. М: Мир, 1979. 416 с.
3. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
4. Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности /И.В. Самохвалов, Ю.Д. Копытин, И.И. Ипполитов и др. Новосибирск: Наука, 1987. 262 с.
5. Многофункциональные лидарные системы /Под ред. И.А. Малевича. Минск: Университетское, 1986. 286 с.
6. Kaminski A. A. //Phys. Stat. Sol. (a). 1985. V. 87. № 1. P. 11–57.
7. Moulton P. F. //Laser Focus. 1983. V. 19. № 5. P. 83–88.
8. Осико В. В. //Изв. АН СССР. Сер. физич. 1987. Т. 51. № 8. С. 1285–1294.
9. De Shaser Larry G. //Laser Focus. 1987. V. 23. № 2. P. 54–58.
10. Прохоров А. М. //Успехи физических наук. 1986. Т. 148. № 1. С. 7–33.
11. Moulton P. F. //Optics News. 1982. № 6. P. 9.
12. Севастьянов Б. К., Багдасаров Х. С., Федоров Е. А. и др. //Кристаллография. 1984. Т. 29. Вып. 5. С. 963–964.
13. Круглик Г. С., Скрипко Г. А., Шкадаревич А. П. Перестраиваемые лазеры на активированных кристаллах. Минск, 1984. 33 с. (Препринт/ВПИ АН БССР).
14. Багдасаров Х. С., Красилов Ю. М., Кузнецов Н. Т. и др. //ДАН СССР. 1985. Т. 282. № 4. С. 848–850.
15. Albers P., Stark E., Huber G. //J. Opt. Soc. Amer. 1986. V. 3. № 1. P. 134–139.
16. Белоногова Е. К., Казаков А. А., Шавкунов С. В. //Обзоры по электронной технике. Сер. II. Лазерная техника и оптоэлектроника. М.: ЦНИИ «Электроника», 1986. Вып. 6 (1190). 60 с.
17. Белоногова Е. К., Исаенко Ю. Ж., Шавкунов С. В. //Обзоры по электронной технике. Сер. II. Лазерная техника и оптоэлектроника. М.: ЦНИИ «Электроника», 1988. Вып. 1 (1344). 40 с.
18. Nelson E. P., Wong J. Y., Schawlow A. L. //Phys. Rev. 1967. V. 156. № 2. P. 298–308.
19. Macfarlane R. M., Wong J. Y., Sturge M. D. //Phys. Rev. 1968. V. 166. № 2. P. 250–258.
20. Gächter B. F., Königstein J. A. //J. Chem. Phys. 1974. V. 60. № 5. P. 2003–2006.
21. Moulton P. F. //J. Opt. Soc. Amer. 1986. V. 3. № 1. P. 125–132.
22. Скрипко Г. А., Шкадаревич А. П. //Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. М.: Наука, 1986. С. 257–268.
23. Walling J. C., Peterson O. G., Jenssen H. P. et al. //IEEE. J. Quant. Electr. 1980. V. 16. № 5. P. 1302–1315.
24. Круглик Г. С., Скрипко Г. А., Шкадаревич А. П. и др. //ЖПС. 1985. Т. 42. Вып. 1. С. 126–128.
25. Круглик Г. С., Скрипко Г. А., Шкадаревич А. П. и др. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 5. С. 1207–1212.

26. Kruglik G.S., Scripko G.A., Shkadarevich A.P. Proc. Third Int. School on laser applications in atomic molecular and nuclear physics. Vilnius. 1986. P. 563–573.
27. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. //Тезисы докладов 8 Всес. Феофиловского симпозиума по спектроскопии кристаллов, активированных ионами редкоземельных и переходных металлов. Свердловск. 1985. Ч. 1. С. 120.
28. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. //ЖПС. 1986. Т. 45. Вып. 4. С. 567–573.
29. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. //V Всес. конференция «Оптика лазеров». (Тезисы докл.). Л.: ГОИ, 1987. С. 14.
30. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. //Изв. АН СССР. Сер. Физич. 1988. Т. 52. № 6. С. 1236–1239.
31. Tunable Solid-State Lasers II. Proceedings of the OSA Topical Meeting, Rippling River Resort, Zigras, Oregon. Berlin–Heidelberg–New-York–London–Paris–Tokyo: Springer-Verlag, 1986. P. 387.
32. Скрипко Г.А., Бартошевич С.Г., Гулевич Е.В. //Материалы X Всес. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск, 1989 (в печати).
33. Бартошевич С.Г., Зуев В.В., Мирза С.Ю. и др. //Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 2. С. 212–217.
34. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. М.: Радио и связь, 1982. 360 с.
35. Кравченко В.И., Москалев В.М., Обозненко Ю.Л. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 8. Вып. 3. С. 174–178.
36. Шестаков А.В., Житнюк В.А., Лукин А.В. и др. //V Всес. конференция «Оптика лазеров». (Тезисы докл.). Л., 1986. С. 245.
37. Скрипко Г.А., Бартошевич С.Г., Гулевич Е.В. //ЖПС. 1989. Т. 50. № 3. С. 453–456.
38. Бартошевич С.Г., Бурлаков В.Д., Зуев В.В. и др. //Материалы X Всес. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск, 1989 (в печати).
39. Brockman P., Bair C.H., Barnes J.C. et al. //Optics Letters. 1986. V. 11. № 11. P. 712–714.
40. Афанасьев А.А., Жарихина Л.П., Кондратюк Н.В. и др. //XIII Международная конф. по когерентной и нелинейной оптике. (Тезисы докл.). Минск, 1988. Ч. IV. С. 53–54.
41. Альтшулер Г.Б., Карасев В.Б., Кондратюк Н.В. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 13. Вып. 13. С. 779–783.
42. Sanchez A., Fahey R.E., Strauss A.J., Aggarwal R.L. //Tunable Solid-State Lasers II. Berlin–Heidelberg–New-York–London–Paris–Tokyo: Springer-Verlag, 1986. P. 202–297.
43. Albers P., Jenssen H.P., Huber G., Kokta M. //Tunable Solid-State Lasers II. Berlin–Heidelberg–New-York–London–Paris–Tokyo: Springer-Verlag, 1986. P. 208–211.
44. Севастьянов Б.К., Багдасаров Х.С., Федоров Е.А. и др. //ДАН СССР. 1985. Т. 282. № 6. С. 1357–1361.
45. Lacovara Ph., Esterowitz L., Allen R. //Opt. Lett. 1985. V. 10. № 6. P. 273–275.
46. Lacovara P., Esterowitz L. //Tunable Solid-State Lasers II. Berlin–Heidelberg–New-York–London–Paris–Tokyo. Springer-Verlag, 1986. P. 240–241.
47. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. //Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. Вып. 4. С. 727–729.
48. Kruglik G.S., Scripko G.A., Shkadarevich A.P. et al. //J. Luminescence. 1986. V. 34. P. 343–345.
49. Воронько Ю.А., Ноле Э.Л., Осико В.В. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. Вып. 3. С. 125–128.
50. Белоконь М.В., Круглик Г.С., Скрипко Г.А. //ЖПС. 1983. Т. 38. Вып. 5. С. 752–755.
51. Исследование возможности генерации конденсированных сред при электронном возбуждении. Отчет о НИР. БПИ. № ГР 02830009796. Минск, 1982. 68 с.
52. Голгер А.Л., Климовский И.И. //Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 2. С. 233–257.
53. Батенин В.М., Голгер А.Л., Климовский И.И. //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 3. С. 634–637.
54. Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. //12 Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. (Тезисы докл.). М.: Изд-во МГУ. 1985. С. 726–727.
55. Бакин Д.В., Дорожкин Л.М., Красилов Ю.И. и др. //Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. Вып. 1. С. 177–181.
56. Круглик Г.С., Назаренко П.Н., Окладников Н.В. и др. //Материалы X Всес. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск. 1989 (в печати).

Межотраслевой институт повышения квалификации  
при Белорусском политехническом институте, Минск

Поступила в редакцию  
6 января 1989 г.

#### G. A. Skripko. The Prospects of Using the $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ Lasers for the Atmosphere Studies.

The experimental results on optic-physical and spectral luminescent properties of  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  crystals, characterizing them as an active medium of a base laser for atmospheric measurements have been presented.

The principal lasing properties of the material have been considered. It is shown that by using this medium, simple and high-efficient lasers with tunable coherent emission in the 0,5–5,0  $\mu\text{m}$  range, operating in all available modes, can be created. The prospects of the  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  laser developments by using coherent-, flash lamp-, sun-, or electron beam-pumping are being considered.