

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

КАФЕДРА МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ

Направление: 03.03.02 Физика

Профиль: Физика

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
ОПТИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ НА АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ
 $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ ДЛЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Студент 4 курса группы 06-812

«21» июня 2022 г.



(Воляков С.П.)

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор

«21» июня 2022 г.



(Семашко В.В.)

Заведующий кафедрой медицинской физики

д.х.н., профессор

«21» июня 2022 г.



(Агонов А.В.)

Казань-2022

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	2
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	7
1.1 Структура решётки $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$	11
1.2 Термомеханические параметры	13
1.3 Спектроскопические и термооптические параметры $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	15
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ: АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНОЙ СРЕДЫ $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ НА ЕГО ОСНОВЕ	22
2.1 Предварительная оценка усилительных характеристик кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	22
2.1.1 Расчёт энергии излучения Хе-лампы, поглощённой кристаллом $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	24
2.1.2 Расчёт спектра коэффициента усиления	28
2.2 Экспериментальные исследования свойств оптического усилителя на кристалле $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	32
2.2.1 Схема экспериментальной установки	32
2.2.2 Определение оптимального времени задержки запуска Хе-лампы	34
2.2.3 Исследование дифференциального и реального коэффициентов усиления	35
2.2.4 Исследование влияния эффекта насыщения коэффициента усиления	37
2.2.5 Анализ зависимости дифференциального коэффициента усиления от энергии накачки кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	42
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	43

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время трудно представить прогресс в медико-биологических исследованиях без применения лазерных медицинских технологий, которые способствовали открытию новых возможностей в разрешении многочисленных медицинских проблем, а именно в лазерной хирургии, в лазерной терапии и в лазерной диагностике, в частности в оптоакустической томографии (ОАТ).

Оптоакустическая томография – это комбинированная технология визуализации, которая реализуется путем регистрации исходящих широкополосных ультразвуковых (УЗ) сигналов, формируемых в биологических тканях, освещаемых коротко-импульсным лазерным излучением. ОАТ позволяет осуществлять сверхрентгеновскую диагностическую визуализацию рака, определять необходимость биопсии и хирургического вмешательства, визуализировать хирургические вмешательства (т.ч. в микрохирургии), проводить контролируемое лечение злокачественных образований, локализацию и терапию ишемических инсультов, тромбозов, изучать биофизические изменения в системе кровотока и состояния органов при различных воздействиях и т.п. [1].

В отличие от ионизирующих методов визуализации, таких как, позитронно-эмиссионная томография, компьютерная томография, рентгенография, в оптоакустической томографии используются только низкоэнергетические фотоны и ультразвуковые волны. Например, энергия фотонов видимого инфракрасного света для оптоакустической визуализации не превышает 2 эВ, в то время как энергия рентгеновского излучения для рентгенографии составляет около 10–100 кэВ. Таким образом, оптоакустическая визуализация является безопасным методом неинвазивных исследований, что является огромным плюсом для практического использования. Если говорить о методах, основанных исключительно на оптической визуализации, такие как

оптическая когерентная томография, флуоресцентная визуализация и различные виды оптической микроскопии, которые широко применяются в медицине для изучения клеток и биологических структур, однако за пределами миллиметровой глубины фотоны в биологических тканях начинают сильно рассеиваться, что ограничивает пространственное разрешение этих методов для большинства биомедицинских применений, где требуется изображение более глубоких слоев тканей при поддержании относительно высокого разрешения [2], например для диагностической визуализации рака молочной железы. Оптоакустическая визуализация была предложена для решения проблемы сильного оптического рассеяния и поглощения излучения в тканях. В этом слиянии оптической и акустической визуализации используются наиболее привлекательные свойства света – высокий и спектрально-селективный оптический контраст молекул и звука – высокое пространственное и временное разрешение, что характерно для ультразвуковых методов визуализации, которые обеспечивают распространение звука в тканях с относительно низким затуханием на большие глубины.

Из многочисленных молекул, входящих в состав тканей человека, особый интерес представляют пять хромофоров: гемоглобин, оксигемоглобин, липиды, меланин и вода, которые значительно поглощают относительно глубоко проникающий свет ближнего инфракрасного (БИК) диапазона [3]. Поглощенная оптическая энергия этими хромофорами адиабатически преобразуется в тепло, вызывая кратковременное термоупругое расширение, которое генерирует звуковые (оптоакустические волны) от вокселей, поглощающих БИК-свет сильнее, чем фоновая ткань. Как показывают теоретические расчёты и эксперименты, наиболее оптимальной длительностью световых импульсов, порождающих звуковые волны в тканях, являются импульсы длительностью 10–30 нс. Затем, адиабатически генерируемые ОА-волны могут быть детектированы (запеленгованы) матрицей ультразвуковых преобразователей, и их оцифрованные сигналы могут быть использованы для реконструкции изображений с использованием алгоритмов томографии [4]. Если длина волны

лазера совпадает (или близка) к пиковому оптическому поглощению одного из пяти доминирующих хромофоров, то соответствующее ОА–изображение может визуализировать ткани, богатые конкретно этой молекулой: гемоглобин в венах, оксигемоглобин в артериях, липиды в нервах, меланин в коже и вода в водянистых тканях. Точно также могут применяться и не эндогенные контрастные агенты для *in vivo* визуализации лимфатической системы или нервной ткани. Поскольку кровь является наиболее важной в обеспечении нормального функционирования живых тканей кислородом и энергией, ОА–изображения распределения крови и ее насыщения кислородом имеют наибольшую медицинскую значимость. ОА визуализация общего гемоглобина [H–Hb] и насыщения крови кислородом [O₂–Hb] представляет собой технологию функциональной визуализации, а не только морфологии ткани [1].

Интенсивность снабжения кровью, которая переносит кислород и питательные вещества к тканям, а углекислый газ и продукты жизнедеятельности от них, необходимое для нормального функционирования тканей, может использоваться в качестве маркера агрессивного роста злокачественных опухолей. Используя методы диффузной оптической спектроскопии и томографии, исследователи установили, что злокачественные новообразования характеризуются существенно более высоким содержанием крови при значительно более низкой оксигенации, чем здоровые ткани или доброкачественные опухоли [5]. Любое отклонение от нормальной концентрации крови (общего гемоглобина [H–Hb]) и насыщения крови кислородом (оксигенация гемоглобина [O₂–Hb]) может быть использовано для выявления аномалий тканей, таких как гипоксия и ангиогенез рака. Таким образом, визуализация сосудистой сети, кровообращения и распределения крови в тканях и измерение [H–Hb] и [O₂–Hb] методами функциональной визуализации могут быть использованы для выявления микрососудистой сети агрессивно растущих злокачественных новообразований и их дифференциации от здоровых тканей и доброкачественных опухолей [5].

Поскольку спектры оптического поглощения для коэффициентов молекулярной экстинкции окисленного гемоглобина O₂-Hb и неокисленного гемоглобина H-Hb хорошо известны [6], потенциально можно определить концентрации молекул [O₂-Hb] и [H-Hb] в организме. На рисунке 1 показан спектр поглощения окисленной, неокисленной крови, и воды [6].

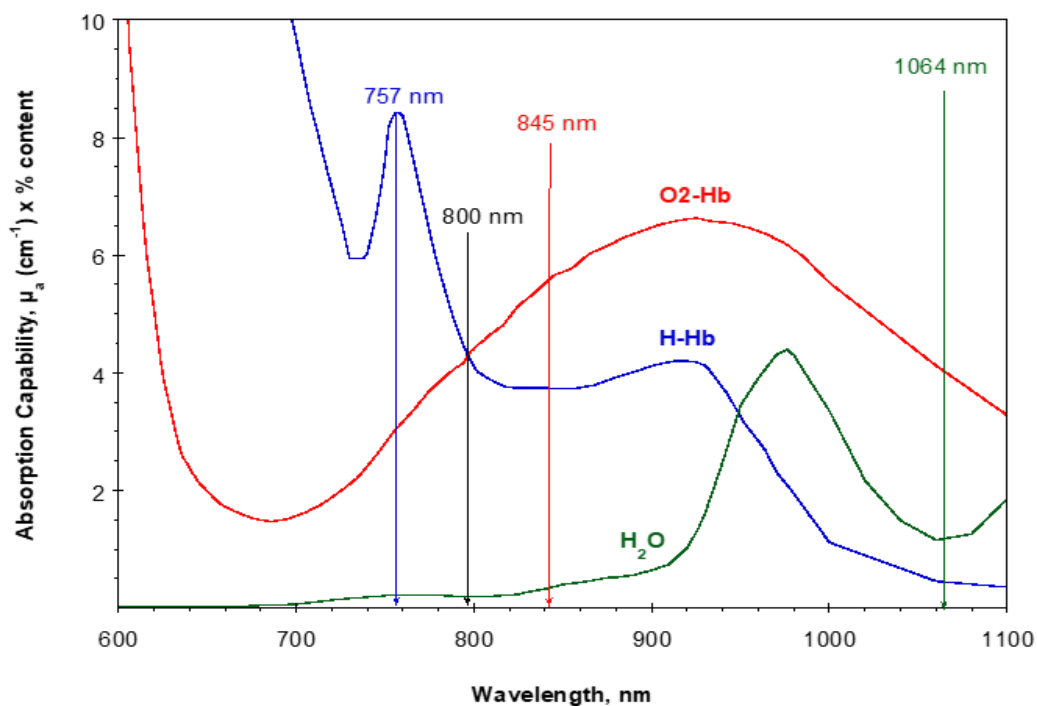


Рисунок 1 – Спектр поглощения окисленной [O₂-Hb], неокисленной [H-Hb] крови и воды

Как видно из рисунка, в диапазоне длин волн больше 1100 нм преобладает поглощение воды и регистрировать оптоакустический сигнал от окисленного и неокисленного гемоглобина становится проблематично, таким образом, для уверенной оптоакустической визуализации O₂-Hb нужно использовать длины волн излучения, для которых наблюдается максимальная разница коэффициента поглощения для окисленного и неокисленного гемоглобина, а поглощение других биологических жидкостей и воды не так велики. При этом диапазон длин волн короче 600 нм не стоит рассматривать, так как для коротких длин волн велико рассеяние света тканями, в следствие того, что коэффициент рассеяние растёт как λ^{-4} [6]. Таким образом наиболее приемлемым диапазоном длин волн возбуждения оптоакустического сигнала от O₂-Hb и H-Hb представляется область 700–850 нм. При этом максимальный контраст разделения O₂-Hb и

H–Hb будет достигаться при использовании длин волн 757 нм (H–Hb) и ~845 нм (для O₂–Hb). При воздействии лазерным излучением на этих длинах волн удастся визуализировать кровеносные сосуды с разрешением ~0.2 мм³ в глубине тканей до 7 см² [7]. Из рис.1 так же видно, что изобестическая точка для окисленного и неокисленного гемоглобина приходится на длину волны ~800 нм.

Целью данной работы является разработка оптического усилителя на активном элементе LiCaAlF₆:Cr³⁺, позволяющий увеличить энергию излучения лазеров в области длин волн 750–850 нм, используемых в существующих томографах и, таким образом, увеличить эффективную глубину оптоакустического исследования и обеспечить улучшения отношения сигнал/шум.

Для достижения поставленной цели, были определены следующие задачи:

- Предварительная оценка усилительных параметров кристалла LiCaAlF₆:Cr³⁺.
- Экспериментальные исследования усилительных характеристик кристалла LiCaAlF₆:Cr³⁺.
- Анализ полученных результатов.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В настоящее время существует, большое разнообразие источников лазерного излучения в диапазоне длин волн 750–850 нм, в частности: оптические параметрические генераторы света (ОПГ), титан-сапфировые лазеры, и лазеры активными средами которых являются кристаллы $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ (Александрит) и $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

В основе ОПГ лежит явление оптического параметрического рассеяния [8]. Его суть можно объяснить следующим образом: рассматривается интенсивная световая волна с частотой ω_3 (излучение накачки, как правило используется излучение мощных импульсных лазеров как наносекундной длительности, так и лазеров с синхронизацией мод) и слабая волна с частотой ω_1 , распространяющиеся в нелинейном кристалле. В результате нелинейной поляризации среды волна с частотой ω_3 образует биения с волной, имеющей частоту ω_1 , что приводит к возникновению компоненты поляризации с частотой $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. При выполнении условия фазового синхронизма ($hk_3 = hk_1 + hk_2$) интенсивность световой волны с частотой ω_2 будет возрастать по мере своего прохождения через кристалл. В дальнейшем между волнами с частотами ω_2 и ω_3 также возникают биения, которые приводят к появлению компоненты поляризации с частотой $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$. Эта поляризация вызовет нарастание волны ω_1 . Следовательно, от волны с частотой ω_3 энергия будет передаваться волнам с частотами ω_1 и ω_2 . В наиболее мощных промышленных ОПГ энергия выходного излучения при накачки импульсными лазерами достигает ~230–250 мДж, при длительности импульса 8–15 нс [9]. Однако, существенным ограничением использования ОПГ является значительная их стоимость, которая еще больше возрастает при повышении их выходных энергетических характеристик. Для ОА медицинских применений, для уменьшения времени томографического исследования при приемлемом отношении сигнал/шум, крайне желательно освещать лазерным излучением большие поверхности организма, что требует использования лазеров с энергией излучения до 1 Дж и длительностью импульса

10–20 нс. Таким образом, использование ОПГ оказывается слишком дорогим и труднореализуемым.

Так же существует так называемый “Александритовый лазер”, активной средой которого является кристалл хризоберилла (BeAl_2O_4), активированный ионами трехвалентного хрома. Данный кристалл характеризуется широкой полосой поглощения и относительно длительным временем жизни в верхнем состоянии ($\tau=260$ мкс, при $T=300$ К), что позволяет накачивать BeAl_2O_4 импульсной лампой или лазерными диодами в области 650 нм. Лазер в режиме модулированной добротности обеспечивает энергию в импульсе до 2 Дж, при его длительности ~ 50 нс [10]. Типичная средняя мощность такого лазера составляет около 100 Вт при частоте повторения импульсов 250 Гц, дифференциальный КПД близок к 50% [11]. “Александритовый лазер” может работать как по четырехуровневый схеме, так и по трехуровневой схеме, однако в случае работы по трехуровневой схеме, порог генерации оказывается значительно более высоким при относительно низкой эффективности, а так же лазерная генерация может происходить только на фиксированной длине волны излучения ($\lambda=680.4$ нм, при комнатной температуре). При работе лазера по четырёхуровневой схеме благодаря тому, что число участвующих в генерации колебательных уровней велико, лазерное излучение удаётся получать в диапазоне длин волн ($\lambda=700\text{--}800$ нм) [8, с. 342]. Таким образом, использование данного лазера в целях оптоакустической визуализации окисленного гемоглобина на длине волны $\lambda=845$ нм, на которой обеспечивается максимальный контраст визуализации артериальных сосудов невозможно. Сама по себе активная среда на основе $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ обладает низким пиковым сечением излучения, следовательно, малым коэффициентом усиления, что требует специальных мер по уменьшению внутривибраторных потерь. В работе [11, с. 86-87] показано, что для увеличения коэффициента усиления, необходимо повышать температуру активной среды выше комнатной. Лазерная генерация на

кристалле $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ реализуется при его температуре порядка 100-200 °С, что является технически затруднительным.

В так называемом “Титан–сапфировом лазере”, активной средой является монокристалл сапфира (Al_2O_3) с примесью ионов Ti^{3+} . В книге [11, с. 88] описаны его основные свойства. Данные лазеры имеют исключительно широкий спектр генерации, простирающийся от 700 нм до 1100 нм. Кристаллические активные элементы могут также содержать некоторое количество нежелательных ионов Ti^{4+} , приводящих к паразитному поглощению и потере эффективности, вследствие чего “Титан–сапфировый” лазер имеет довольно низкий КПД порядка 25%. Так же данному лазеру характерно высокое значение сечения активного перехода $35 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, что снижает эффекты нестабильности модуляции добротности. Время жизни верхнего лазерного уровня Титан-сапфирового лазера мало (3,2 мкс) и трудно добиться его эффективной накачки с использованием ламп и лазерных диодов, так как скорость накачки с их использованием оказывается меньше, чем скорость релаксации фотонов и, следовательно, тяжело достигнуть инверсной населённости. Для накачки данной среды как правило используют импульсное лазерное излучение, например излучение лазеров с модуляцией добротности на активном элементе $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ с внутриврезонаторным удвоением частоты [12]. Типичные выходные характеристики доступных лазеров на основе титана в сапфире составляют 45–50 мДж с длительностью импульсов 8-30 нс при частоте их повторения 10 Гц [13]. Масштабирование выходных энергетических характеристик $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ лазера возможно путём использования мощных лазеров накачки и реализации схем типа МОРА (master oscillator & power amplifier – задающий генератор-усилитель мощности). Однако, подобные системы становятся крайне громоздкими и менее стабильными, что приводит к кратному удорожанию стоимости и усложнению механической конструкции Титан–сапфировых лазерных систем.

Так же к типу твердотельных лазеров, способных осуществлять лазерную генерацию в диапазоне длин волн 750–850 нм можно отнести лазер, активной средой которого является кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ [11]. Данный кристалл характеризуется широкой полосой поглощения и относительно длительным временем жизни в верхнем лазерном состоянии ($\tau=170$ мкс, при $T=300$ К [14]), что позволяет накачивать $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ импульсной лампой или лазерными диодами в области 650 нм. Например, в работе [15] сообщалось о реализации $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ лазера с ламповой накачкой, функционирующего в режиме пассивной модуляции добротности и обеспечивающий энергию в импульсе 11 мДж при длительности выходного импульса ~ 37 нс. Диапазон перестройки $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ лазера составляет 720–887 нм [14].

Для ОА медицинских применений с целью уменьшения времени, и реализации максимально возможной глубины томографического исследования, при сохранении его высокого пространственного разрешения, крайне желательно освещать лазерным излучением большие поверхности организма. Это требует использования лазеров с энергией излучения до 1 Дж и длительностью импульса 10–20 нс. Поскольку большинство используемых в оптоакустической томографии лазерных источников излучения не обладают столь высокими выходными характеристиками, необходимо усиливать энергию их излучения. С этой целью, нами была предложена разработка оптического усилителя на активном элементе $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, позволяющего кратно масштабировать энергию лазерного излучения в области длин волн 750–850 нм. Ниже рассматриваются термомеханические, термооптические и спектроскопические характеристики данного лазерного материала и кристалла Александрита, обладающие наиболее приемлемыми выходными характеристиками и отношением цена/качество.

1.1 Структура решётки $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$

Фторидные кристаллы со структурой кольквириита, например, LiCaAlF_6 , находят своё применение в различных сферах деятельности человека и являются перспективными и доступными материалами для использования в качестве детекторов ионизирующего излучения, активных сред лазеров для оптолокации, обработки материалов, аналитической техники и т.п. Так же, данные кристаллы имеют популярность при использовании в медицинских целях, и применяются в качестве активных сред для получения и усиления лазерного излучения [16].

Кристалл LiCaAlF_6 – это кристалл тригональной симметрии с пространственной группой $R\bar{3}1c$ с параметрами решётки $a=4.996 \text{ \AA}$ и $c=9.636 \text{ \AA}$. [17–19]. На рисунке 2 представлена элементарная ячейка кристалла LiCaAlF_6 [20]:

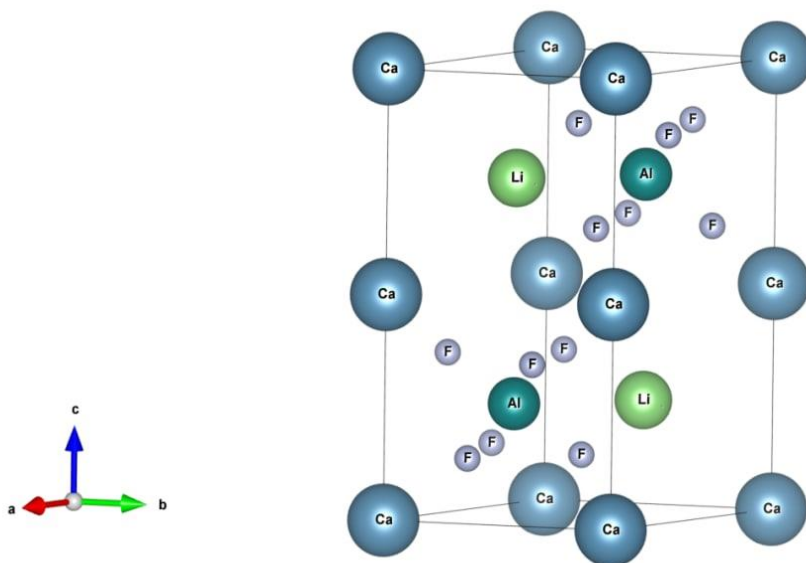


Рисунок 2 – Элементарная ячейка LiCAF : литий (зелёный), алюминий (бирюзовый), фтор (серый), кальций (синий)

В данном кристалле легирующий ион Cr^{3+} замещает ион Al^{3+} . Кристаллическая решётка LiCaAlF_6 происходит от структуры типа Li_2ZrF_6 , и все три иона металла расположены в искажённых октаэдрах фтора [21]. Октаэдры Ca^{2+} треугольно вытянуты вдоль оси c , это расположение имеет симметрию D_{3d} .

Ионы Al^{3+} занимают искажённые октаэдрические позиции симметрии D_3 . Октаэдры AlF_6 слегка сжаты и закручены вокруг своих осей вращения. Октаэдры AlF_6 и LiF_6 имеют общие ребра, образуя дискретные слои шестичленных гексагональных колец, каждое из которых имеет полость в центре. Катионы Ca^{+} образуют промежуточные слои изолированных октаэдров CaF_6 , уложенных друг на друга выше и ниже гексагональных плоскостей. Каждый из них прикреплен к слоям $Li-Al$ через три вершины атомов F с общими углами.

1.2 Термомеханические параметры

Активный элемент должен иметь хорошие оптические, термические и механические свойства, чтобы выдерживать типичные условия успешного использования в составе лазеров и усилителей [22]. Желательные термооптомеханические свойства включают в себя: высокую твёрдость, химическую инертность, отсутствие внутренней деформации и спонтанных изменений показателя преломления, устойчивость к радиационно-индуцированному образованию центров окраски, простоту изготовления, высокий порог повреждения, высокие значения теплопроводности и т. д. [23].

Значения твёрдости по шкале Мооса определяют твёрдость минералов при царапании по шкале от 1 до 10, где каждый минерал способен поцарапать тот, кто находится ниже по этой шкале, но не поцарапает тот, который находится выше [24]. Обращаем внимание, что $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ имеет значение твёрдости по шкале Мооса около 4, что свидетельствует об их склонности к образованию царапин, тогда как, например, Александрит имеет твёрдость 8.5, что свидетельствует об их превосходстве в этом отношении. Одним из наиболее важных параметров для масштабирования размеров активных элементов лазеров и усилителей является коэффициент теплопроводности (k) активной среды. $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ имеет более изотропные и высокие значения коэффициента теплопроводности 4.58 В/м×К (//а) и 5.14 В/м×К (//с) [25], что делает его лучшим кандидатом среди подобных соединений со структурой кольквириита, однако коэффициент теплопроводности Александрита больше в 3 раза и составляет 23 В/м×К [26]. Важным для практического использования является также коэффициент теплового расширения (α). Меньшие значения коэффициента теплового расширения более желательны с точки зрения минимизации вклада вздутия/деформации в термически индуцированное линзирование [27]. Значения коэффициента теплового расширения для $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ составляют $22 \times 10^{-6}/\text{K}$ (//а) для направления, параллельного оси «а» кристаллической решетки и $3.6 \times 10^{-6}/\text{K}$ (//с) для направления вдоль оси «с» [28]. Значения теплового

расширения для Александрита составляет $6 \times 10^{-6}/\text{K}$ (//а) и $7 \times 10^{-6}/\text{K}$ (//с), соответственно.

Также важным параметром для практического использования является температуропроводность (D), которая представляет собой отношение теплопроводности (K) к произведению удельной теплоемкости (C_p) и плотности материала (ρ) и является мерой скорости теплопередачи для материала и определяет, насколько быстро материал реагирует на изменение температуры (можно также назвать тепловой инерцией). Удельная теплоемкость и массовая плотности $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ и Александрита близки по значению, для $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ $C_p=0.935$ Дж/г \times °C, $\rho=2.99$ г/см 3 , а для Александрита $C_p=1.05$ Дж/г \times °C, $\rho=3.69$ г/см 3 , соответственно. С другой стороны, из-за низких значений теплопроводности, $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, также обладает на порядок более низким значением температуропроводности по сравнению с Александритом, так для первого температуропроводность составляет $D=16.4 \times 10^{-3}$ см 2 /с, а для второго $D=60 \times 10^{-3}$ см 2 /с. Ещё одно важное свойство, характеризующее термомеханические характеристики активных сред является внутренний термомеханический показатель качества (также называемый показателем качества сопротивления термическому напряжению). $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ имеет значение около 0.6 Вт/м $^{1/2}$, что на несколько порядков ниже, чем у Александрита 14 Вт/м $^{1/2}$ [28]. Этот параметр ясно показывает основную проблему, связанную с масштабированием мощности систем $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

1.3 Спектроскопические и термооптические параметры $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

$\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ представляют собой положительные одноосные кристаллы с показателем преломления $n=1.38$ [29] при 850 нм. Нелинейный показатель преломления $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ также относительно низок. А именно $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ имеет $n_2 = 0.4 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{В}$ [30], в то время у Александрита $n_2 = 3,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{В}$. В нашем случае это является плюсом, так как для усилителей, низкое значение n_2 поможет свести к минимуму нежелательное ухудшение качества пучка и может положительно сказаться на конструкции усилителей с высокой пиковой мощностью.

Одним из важных параметров, влияющих на общую тепловую линзу, наблюдаемую в лазерных кристаллах, является температурная зависимость показателя преломления (параметр dn/dT). Интересным и полезным свойством кристаллов $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ является то, что они имеют отрицательные термические коэффициенты по осям $-4.2 \times 10^{-6}/\text{К}$ (//а) и $-4.6 \times 10^{-6}/\text{К}$ (//с), что на самом деле типично и для других фторидных кристаллов [27]. Стоит отметить, что тепловая линза из-за отрицательных тепловых коэффициентов преломления $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, имеет тенденцию уравнивать другие вклады тепловой линзы, что приводит к относительно небольшой и положительной тепловой линзе. В отличие от $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ для Александрита термооптические коэффициенты положительны и немного больше по величине $5.5 \times 10^{-6}/\text{К}$ (//а) и $7 \times 10^{-6}/\text{К}$ (//с), и в результате суммарная тепловая линза оказывается относительно больше [27]. В результате, можно сказать, что $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ превосходит Александрит с точки зрения теплового линзирования.

Спектры поглощения и излучения, а также данные о времени жизни излучения дают основную информацию об ожидаемых характеристиках накачки и кривой перестройки для твердотельного лазера на Cr^{3+} . Спектры сечений поглощения и вынужденного излучения кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ для σ -поляризации показаны на рисунке 3 [29]. Для π -поляризации спектры не

показаны, чтобы не перегружать рисунок, т.к. вид спектров при смене поляризации также сохраняется, а увеличивается лишь значение величин сечений.

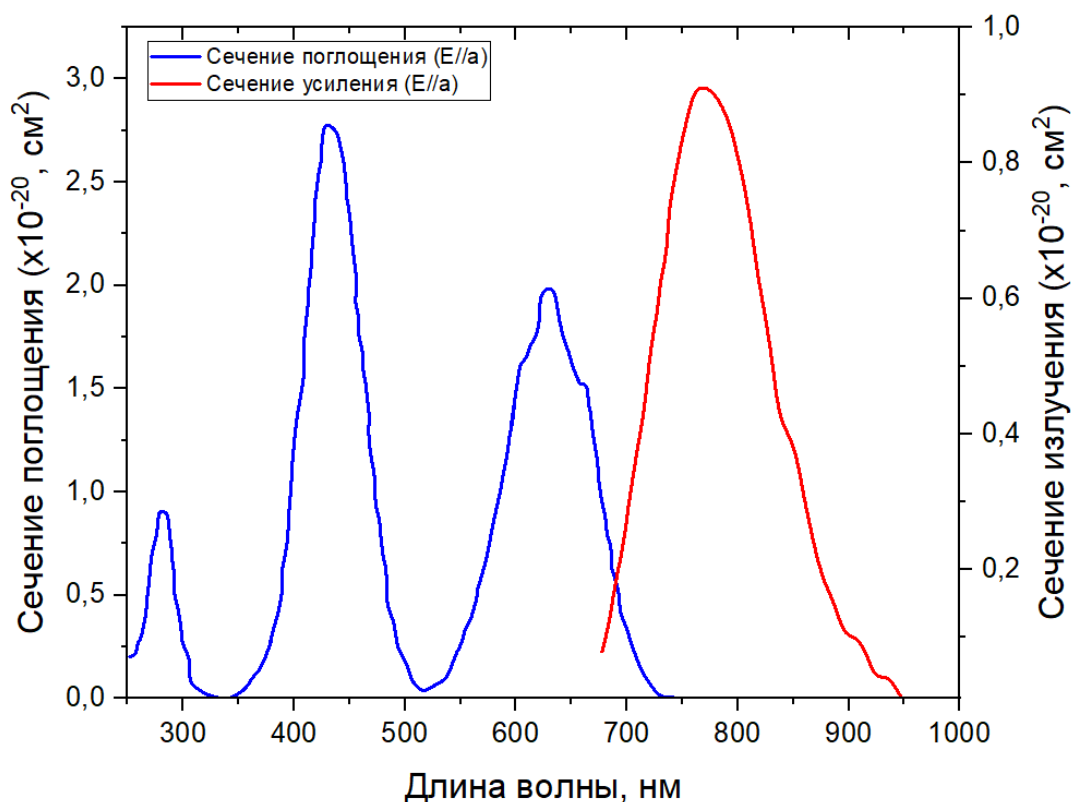


Рисунок 3 – Спектры сечений поглощения и вынужденного излучения кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, соответствующие σ -поляризации при комнатной температуре

Сильная электрон-фононная связь в усиливающих средах $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ обуславливает присутствие в спектрах поглощения трёх широких полос, пики которых наблюдаются на длинах волн ≈ 275 нм, 445 нм (переход уровня ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_1$) и ≈ 640 нм (переход уровня ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$). Существование этих широких полос поглощения и относительно длительное время жизни в верхнем состоянии, позволяет достаточно эффективно осуществлять накачку кристаллов $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ излучением импульсной Хе-лампой или хорошо разработанными лазерными диодами в области 650 нм. Обращаем внимание, что профиль поглощения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ относительно широк, что обеспечивает гибкость длины волны при выборе ламповых и диодных источников. Кроме того, поперечное сечение поглощения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ относительно велико для обеих

поляризаций $1.3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ (//с) и $0.9 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ (//а). Благодаря всем этим преимуществам ламповая и диодная накачка $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ позволяет создавать компактные, эффективные и недорогие лазерные системы и оптические усилители. Наиболее интенсивные пики поглощения Александрита сосредоточены на длинах волн 425 нм и 595 нм. Спектр поглощения Александрита показан на рисунке 4 [11].

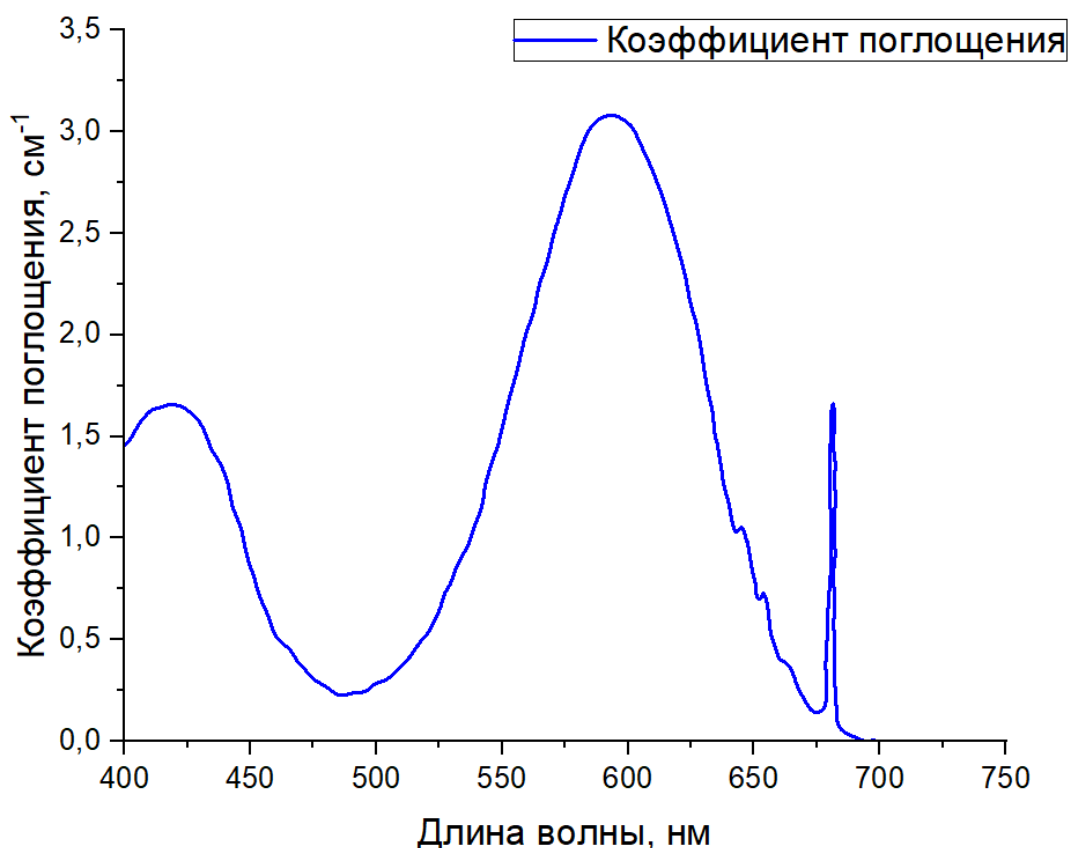


Рисунок 4 – Спектр коэффициента поглощения кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$, соответствующий π -поляризации при комнатной температуре

Эти кристаллы также, как и $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ могут с успехом накачиваться как излучением Хе-лампы, так и лазерными диодами. Однако, с доступной в настоящее время технологией красных диодов, которая может обеспечить эффективное излучение в диапазоне 640–680 нм, только поляризация E//b может эффективно использоваться для диодной накачки, и, следовательно, согласование по поляризации спектра поглощения $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ со спектром лазерных диодов затруднительна. Кроме того, даже для поляризации E//b самая

короткая длина волны современных мощных красных диодов (640 нм) попадает лишь на длинноволновый край спектра поглощения. Вероятно, это одна из причин более медленного развития Александритовых систем с диодной накачкой по сравнению с $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

Широкие полосы излучения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ с центром в области 800–850 нм позволяют широко перестраивать длину волны лазера, а также генерировать/усиливать ультракороткие импульсы. Поперечное сечение излучения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ для поляризации $E//a$ достигает $0.9 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, Александрит в свою очередь обладает меньшим пиковым сечением излучения $0.7 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ (при температуре 20 °С). В работе [11, с. 86–87] показано, что для увеличения коэффициента усиления, необходимо повышать температуру активной среды выше комнатной. Лазерная генерация на кристалле $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ реализуется при его температуре порядка 100–200 °С, что является технически затруднительным. На рисунке 5 показана зависимость выходной энергии излучения “Александритового лазера” от температуры при накачки импульсной Хе-лампой [11, с. 86–87].

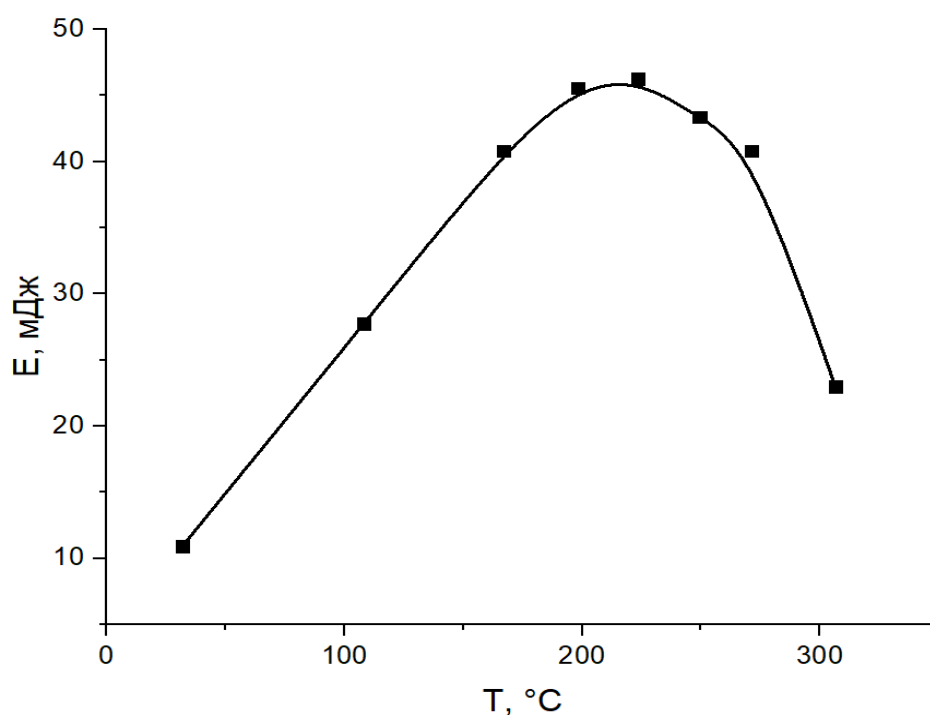


Рисунок 5 – Зависимость выходной энергии излучения “Александритового лазера” от температуры при накачки импульсной Хе-лампой [11, с. 86-87]

Из рисунка видно, что существует оптимальная температура, при которой энергия лазерного излучения достигает пика, поскольку коэффициент усиления увеличивается с температурой, но время жизни люминесценции уменьшается. При более высоких температурах время жизни флуоресценции становится короче, чем длительность импульса лампы, и накопленная энергия теряется в виде люминесценции. Люминесцентное время жизни $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ составляет 175 мкс [31], что немного короче, чем у Александрита 270 мкс. Так же кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ обладает более высоким значением КПД около 67%, что немного выше, чем у Александрита 65%. Важные термомеханические и спектроскопические свойства усиливающих сред $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ и $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ перечислены в таблице 1.

Таблица 1 – Сравнение термомеханических и спектроскопических параметров усиливающих сред $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ и $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$

параметр	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$
теплопроводность (k), В/м×К	4.58 (//a)	23 (//a-c)
	5.14 (//c)	
коэффициент теплового расширения (α), $\times 10^{-6}/\text{K}$	22 (//a)	6 (//a)
	3.6 (//c)	7 (//c)
двулучепреломление	положительный одноосный	двухосный
показатель преломления (n)	1.38 (//a)	1.7367 (//a)
	1.3808 (//c)	1.7421(//b)
		1.7346 (//c)
температурная зависимость показателя преломления ($\frac{dn}{dT}$), $\times 10^{-6}/\text{K}$	-4.2 (//a)	5.5 (//a)
	-4.6 (//c)	7 (//b)
		14.9 (//c)
пиковое сечение поглощения (σ_{ab}), $\times 10^{-20} \text{ см}^2$	1.3 (//c)	3.9 (//a)
	0.9 (//a)	19(//b)
		9(//c)

максимальная длина волны усиления, нм	780	750
диапазон перестройки, нм	720-887	714-818 (300 К) до 858 (800 К)
пиковое сечение излучения (σ_{em}), $\times 10^{-20}$ см ²	1.3 (//с) 0.9 (//а)	0.7 (22 °С) 3 (290 °С, //б)
дифференциальный КПД, %	67	65
пассивные потери, %/см	0.15	0.06
насыщение усиления (J_{sat}), Дж/см ²	19.1 (//с)	38 (22°С) 9 (290 °С, //с)

Таким образом, из данного литературного обзора можно сделать вывод, что Александрит подходит для применений в лазерных системах с высокими тепловыми нагрузками на кристалл, для которых необходимы превосходные термомеханические свойства. $Cr^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ при работе в импульсном режиме с умеренной частотой повторения импульсов демонстрирует приемлемые лазерные и усилительные характеристики. Кроме того, из-за малых термооптических искажений, он более пригоден для приложений, требующих высокое качество выходного излучения и долговременно стабильных параметров.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ: АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНОЙ СРЕДЫ $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ НА ЕГО ОСНОВЕ

2.1 Предварительная оценка усилительных характеристик кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

До проведения экспериментов была предпринята предварительная оценка достижимого коэффициента усиления в области 350–900 нм. Для этого использовались литературные данные, указанные в главе 1, и данные исследования спектрально–кинетических характеристик, вновь выращенных кристаллов $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$. Кристаллы были выращены методом Бриджмена–Стокбаргера в лаборатории Магнитной радиоспектроскопии и квантовой электроники им. С.А.Альтшулера Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета. Концентрация активаторных ионов Cr^{3+} в исходных компонентах шихты составляла 1 ат. % по отношению к атому Al^{3+} , входящему в состав кристаллической матрицы LiCaAlF_6 . Выбор такой концентрации определялся с учетом имеющихся литературных данных [29], которые показали, что такая концентрация наиболее типична при осуществлении лазерных тестов на этом кристалле. Поскольку для дальнейших оценок необходимо знать число активаторных ионов в кубическом сантиметре выращенных кристаллов, выполнялся следующий расчёт:

А) Молярная масса формульной единицы соединения LiCaAlF_6 :

$$M = M_{Li} + M_{Ca} + M_{Al} + 6 \times M_F \quad (1)$$

где $M_{Li} = 6.941 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$, $M_{Ca} = 40.078 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$, $M_{Al} = 26.982 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$, $M_F = 18.998 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$,

в результате, $M = 187.99 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$.

Б) Рассчитывали объём одного моля данного соединения. При этом масса одного моля составляла:

$$M' = 1 \text{ моль} \times M \quad (2)$$

Следовательно, $M' = 187.9$ г, отсюда следует объём одного моля:

$$V = \frac{M'}{\rho} \quad (3)$$

В результате, объём одного моля $V = 62.9 \text{ см}^3/\text{моль}$, где $\rho = 2.99 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ – плотность кристалла LiCaAlF_6 [21].

Таким образом, объём, занимаемый одним молем вещества в 1 см^3 :

$$V' = \frac{1}{V} \quad (4)$$

И составляет $V' = 0.016 \frac{\text{моль}}{\text{см}^3}$.

В) Число атомов Cr^{3+} в $1 \text{ см}^3 \text{ LiCaAlF}_6$:

$$n = c \times V' \times N_A \quad (5)$$

Таким образом, число активаторных ионов в кубическом сантиметре выращенных кристаллов $n = 0.96 \times 10^{20} \text{ см}^3$, где N_A – число Авогадро, $c = 1$ ат. %.

Для исследования спектрально–кинетических свойств кристаллов $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ были выращены образцы диаметром 4 мм и длиной 50 мм, а для проведения исследования по оптическому усилению диаметром 8 мм и длиной 120 мм. Из последних изготавливались активные элементы диаметром 6 мм и длиной 80 мм. Все образцы выращивались на ориентированную затравку так, чтобы оптическая ось «с» кристаллов была перпендикулярной к направлению роста. Делалось это для того, чтобы мы могли изучать поляризованные спектры поглощения и излучения кристаллов, а также, чтобы правильно ориентировать кристаллический активный элемент для проведения экспериментов по наблюдению оптического усиления.

2.1.1 Расчёт энергии излучения Хе-лампы, поглощённой кристаллом $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

Для того, чтобы оценить величину поглощённой энергии излучения Хе-лампы был зарегистрирован спектр поглощения имеющихся образцов кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$. В силу того, что образец для спектрально–кинетических исследований был выращен с ориентацией оси «с» вдоль направления були, мы имели возможность записать спектр поглощения активного элемента $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ только для σ –поляризации. По этой причине, мы сравнивали наши данные и данные литературы [29] именно для этой поляризации. Для регистрации спектров использовался спектрометр StellarNet со встроенной ПЗС матрицей и волокну–оптическим вводом исследуемого излучения. Данный спектрометр позволяет осуществлять регистрацию спектра поглощения в диапазоне длин волн от 200 до 1100 нм с спектральным разрешением 0,5 нм. Минимальное время экспозиции спектрометра, определяемое его техническими особенностями составляет 3 мс. Внешний вид спектрометра представлен на рисунке 6.



Рисунок 6 – Внешний вид спектрометра StellarNet

Спектр поглощения $k(\lambda)$ образцов кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, выращенных в КФУ показан на рисунке 7.

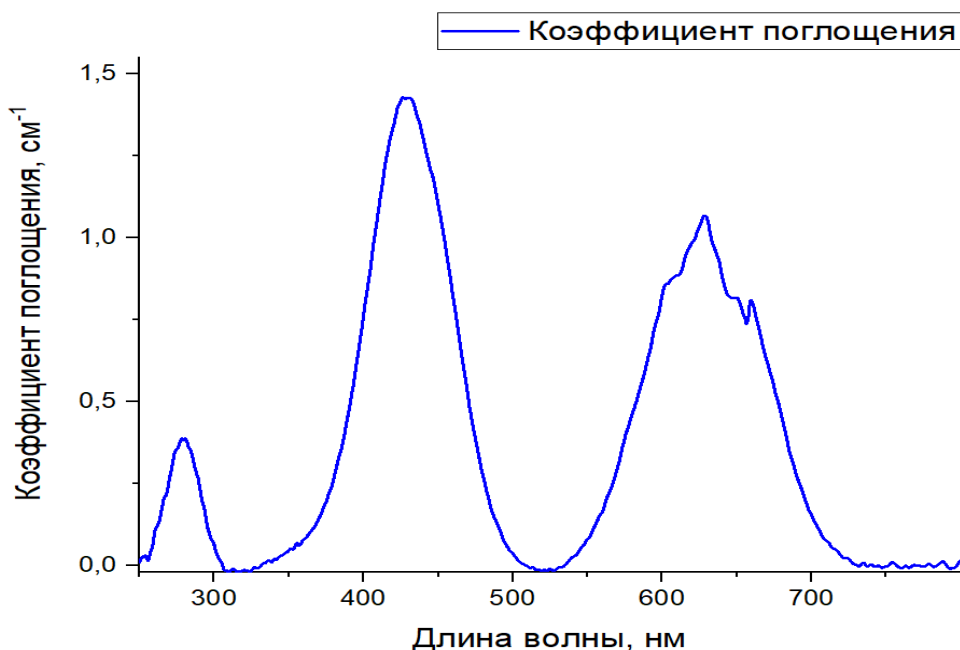


Рисунок 7 – Спектр коэффициента поглощения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

Далее рассчитывали сечение поглощения по формуле 6:

$$\sigma_{\alpha}(\lambda) = k(\lambda)/n \quad (6)$$

где n – число ионов Cr^{3+} в 1 см^3 . Зависимость сечения поглощения от длины волны, выращенных образцов представлена на рисунке 8. На этом же рисунке приведен спектр поглощения по данным литературы [29].

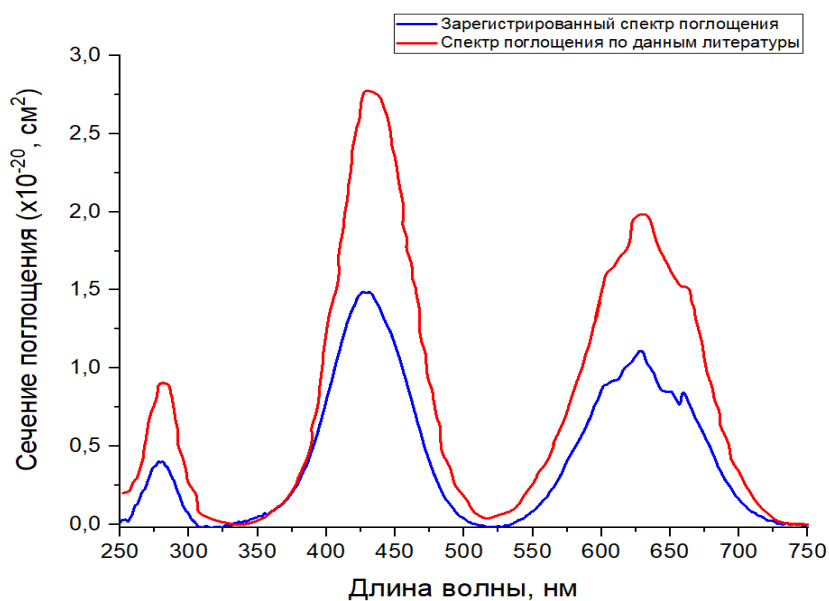


Рисунок 8 – Зарегистрированный спектр сечения поглощения (синий) и по данным литературы (красный) кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ при комнатной температуре и $E//a$

Из рисунка 8 видно, что полученный нами спектр сечения поглощения кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ отличается от литературных данных. Это объясняется тем, что литературные данные могут содержать ошибки, заключающиеся в том, что концентрация иона Cr^{3+} в их случае возможно не была точно известна, а также, возможно, была дана не в атомных, а в молярных процентах.

Для регистрации спектра накачки (излучения ксеноновой лампы, установленной в квантрон с кварцевым отражателем, легированным ионами церия) так же использовался спектрометр StellarNet.

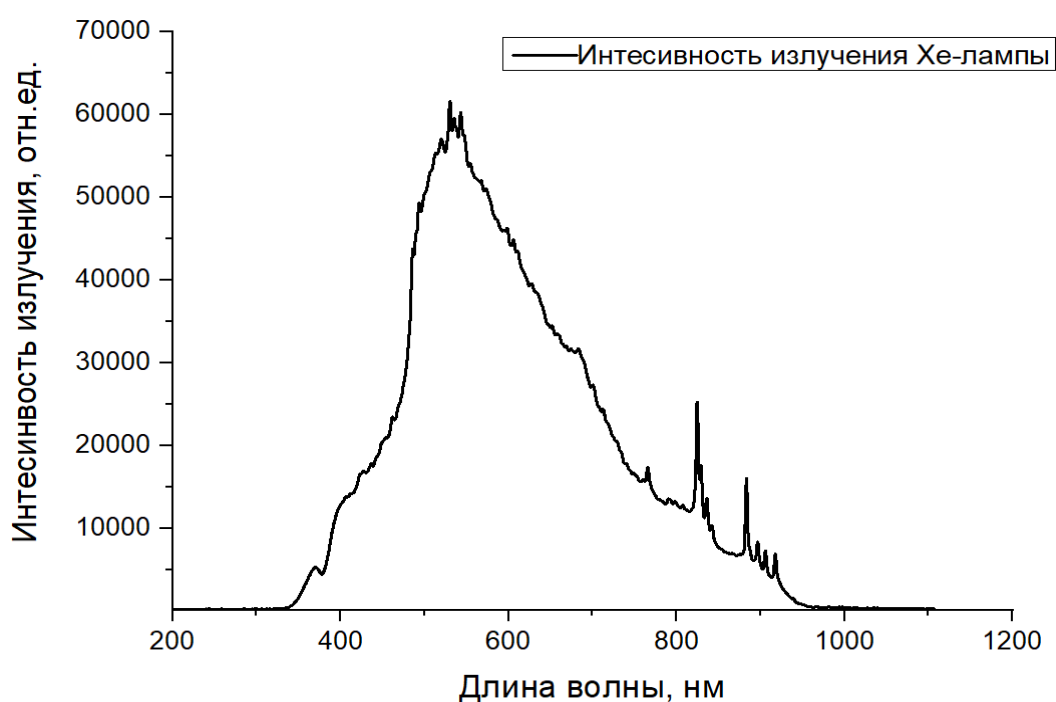


Рисунок 9 – Спектр излучения накачки Хе-лампы, установленной в квантрон К301

Данный спектр излучения накачки был исправлен на спектральные характеристики фотоприёмников и самого спектрального прибора. Согласно данным [8, с. 128] типичная эффективность ламповой накачки – преобразования электрической энергии в световую для Хе-ламп и фокусировки излучения накачки на активном элементе, учитывающая потери в современном отражателе квантрона, не превышает $\eta=25-30\%$. Таким образом, в интегральном спектре излучения накачки, представленном на рис.9 заключено не более 30% электрической энергии, подводимой к лампе.

Доля поглощённой энергии кристаллом $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ определяется законом Бугера–Ламберта–Бера:

$$T(\lambda) = \exp(-k(\lambda) * x) \quad (7)$$

где $x=4$ мм – диаметр кристалла (мм), $k(\lambda)$ – коэффициент поглощения. На рисунке 10 показан спектр перекрывания интенсивности излучения Хе–лампы и спектра коэффициента пропускания кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

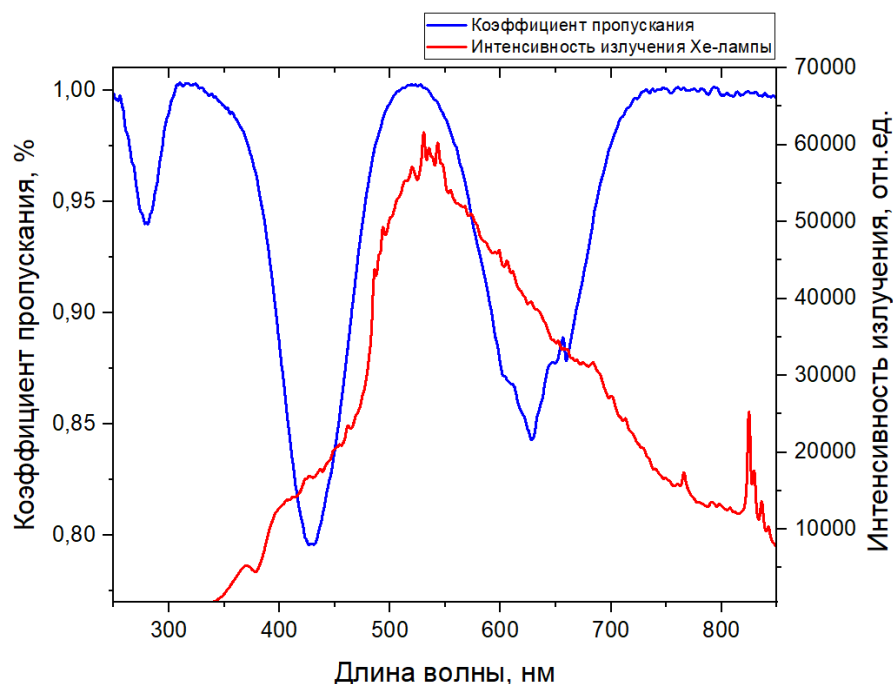


Рисунок 10 – Спектр перекрывания интенсивности излучения Хе-лампы и коэффициента пропускания кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

Для расчёта энергии, поглощённой кристаллом в результате накачки ксеноновой лампы была использована следующая формула:

$$E_{\text{погл}} = \eta \int \frac{I_{\text{Xe}}(\lambda) \times E_{\text{Xe}}}{\int I_{\text{Xe}}(\lambda) d\lambda} \times [1 - T(\lambda)] d\lambda \quad (8)$$

где η – эффективность накачки, E_{Xe} – электрическая энергия накачки, подводимая к Хе-лампе, $T(\lambda)$ – коэффициент пропускания кристалла, $I_{\text{Xe}}(\lambda)$ – спектр излучения накачки. В результате, расчета при исходных параметрах $\eta=30\%$, $E_{\text{Xe}}=300$ Дж, оцениваемая энергия поглощённая кристаллом $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ $E_{\text{погл}} \approx 78$ Дж.

2.1.2 Расчёт спектра коэффициента усиления

Для расчёта спектральной зависимости коэффициента усиления активной среды, требуется знать спектральную зависимость сечения вынужденного излучения $\sigma(\lambda)$ и инверсную населённость Δn .

Сечение вынужденного излучения усиления рассчитывалось по данным исследования спектра люминесценции кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ с использованием формулы Фюхтбауэра-Ладенбурга:

$$\sigma_e = \frac{\lambda^5 \times I(\lambda)}{8 \times \pi \times n^2 \times \tau_{\text{рад}} \times c \times \int \lambda \times I(\lambda) \times d\lambda} \quad (9)$$

где λ – длина волны, $n = 1.38$ – показатель преломления $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ [29], $\tau_{\text{рад}}$ – радиационное время жизни ионов Cr^{3+} , c – скорость света, $I(\lambda)$ – истинная зависимость интенсивности люминесценции от длины волны. Спектр люминесценции данного кристалла был зарегистрирован с помощью спектрометра марки HORIBA и исправлялся на спектральную зависимость его чувствительности. Исправленный спектр люминесценции представлен на рисунке 11.

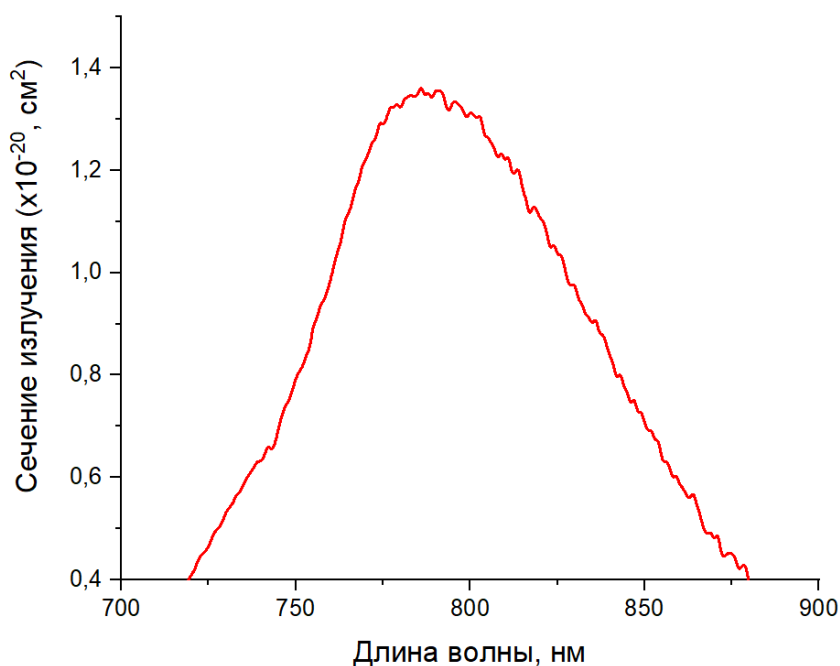


Рисунок 11 – Поляризованный спектр излучения $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ при комнатной температуре

Время жизни верхнего лазерного уровня τ_{rad} определялось из кинетики люминесценции. Для регистрации кинетики была использована установка на базе монохроматора МДР-3 с помощью которого выделялась область спектра люминесценции кристалла. В качестве фотоприёмника использовался ФЭУ–100, который регистрировал изменение интенсивности люминесценции во времени. Собственное время отклика ФЭУ–100 составляла около 20 нс. Сигнал с ФЭУ–100 подавался на осциллограф Bordo с шириной полосы пропускания 200 МГц. На рисунке 12 приведена зависимость интенсивности люминесценции кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ от времени.

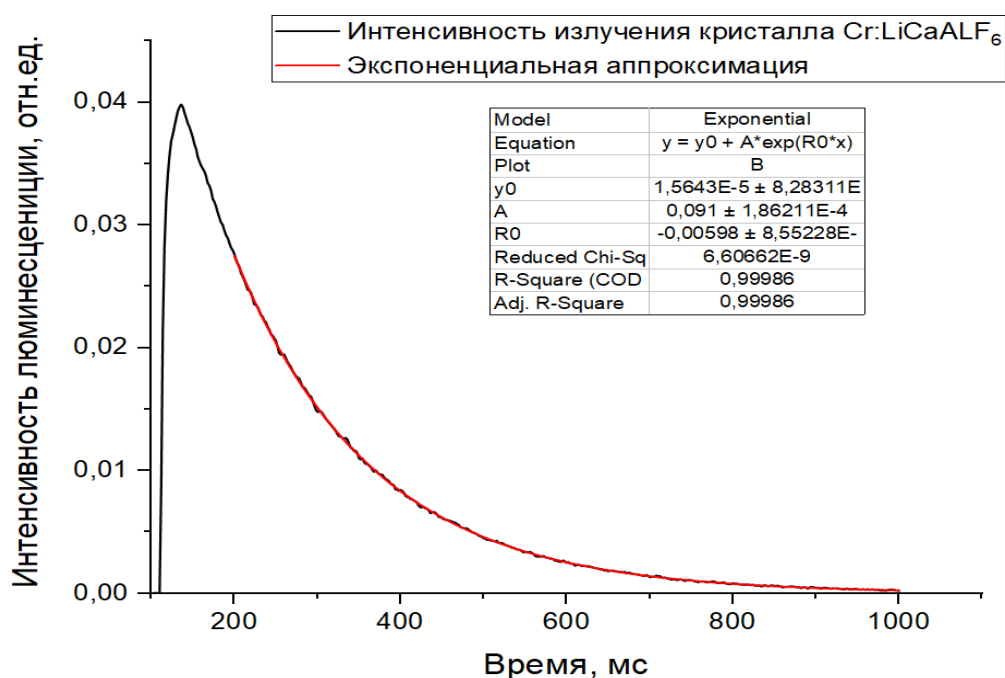


Рисунок 12 – Зависимость интенсивности люминесценции кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ от времени

Интерполяция кинетики люминесценции экспоненциальной функцией позволила определить люминесцентное время жизни верхнего лазерного уровня ионов Cr^{3+} в образцах кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, которое составило 166 мкс и оказалось близким к литературным данным [31].

Для определения инверсной населенности, по формуле (10) была рассчитана средняя длина волны энергии накачки, поглощенной кристаллом $\bar{\lambda} = 609$ нм:

$$\bar{\lambda} = \frac{\int \lambda \times I_{Xe}(\lambda) [1 - T(\lambda)] \times d\lambda}{\int I_{Xe}(\lambda) [1 - T(\lambda)] \times d\lambda} \quad (10)$$

Таким образом, средняя энергия кванта, необходимая для возбуждения одного иона Cr^{3+} , рассчитанная по формуле (11) равна 3.3×10^{-19} Дж:

$$E_{Cr} = \frac{h \times c}{\lambda} \quad (11)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, следовательно, число ионов Cr^{3+} , перешедших в возбуждённое состояние составляет 2.4×10^{20} :

$$n^* = \frac{E_{\text{погл}}}{E_{Cr}} \quad (12)$$

Учитывая, что лазерный генератор на ионах Cr^{3+} функционирует по трехуровневой схеме, инверсная населённость Δn определяется по формуле (13)

$$\Delta n = 2 \times n^* - n \quad (13)$$

где n – полное число ионов Cr^{3+} . Таким образом, инверсная населенность в кристалле $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ при заданных выше условиях может достигать значения $\Delta n = 3.9 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Спектральная зависимость коэффициента усиления, рассчитанная по формуле (14) приведена на рисунке 13.

$$K = \sigma_e \times \Delta n \quad (14)$$

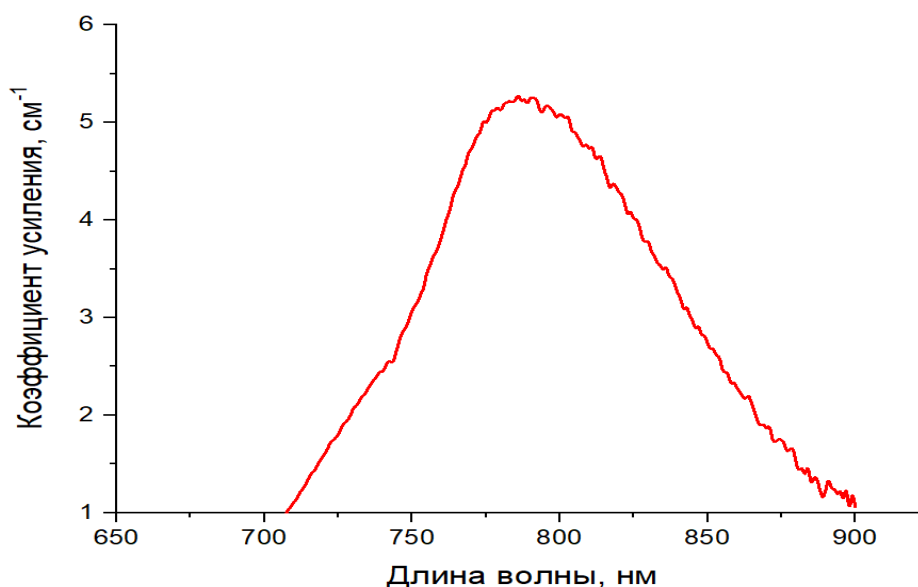


Рисунок 13 – Зависимость коэффициента усиления от длины волны

Таким образом, предварительная оценка коэффициента усиления кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ показывает, что на длинах волн $\lambda_1=757$ нм и $\lambda_2=845$ нм коэффициент усиления может достигать следующих значений $K_1\sim 3.6$ см⁻¹ и $K_2=3$ см⁻¹, соответственно.

2.2 Экспериментальные исследования свойств оптического усилителя на кристалле $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$

2.2.1 Схема экспериментальной установки

В целях создания оптического усилителя излучения ОПГ (оптического параметрического генератора излучения) на активном элементе $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, были проведены эксперименты по исследованию усилительных свойств данного кристалла $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, однако, так как данного оптического параметрического генератора излучения с необходимыми энергетическими характеристиками в лаборатории не имеется, нами был использован Титан-сапфировый лазер марки LT-2211A, обладающий теми же, что и ОПГ возможностями перестройки лазерного излучения по длинам волн 690–950 нм. На рисунке 14 представлена принципиальная схема экспериментальной установки.

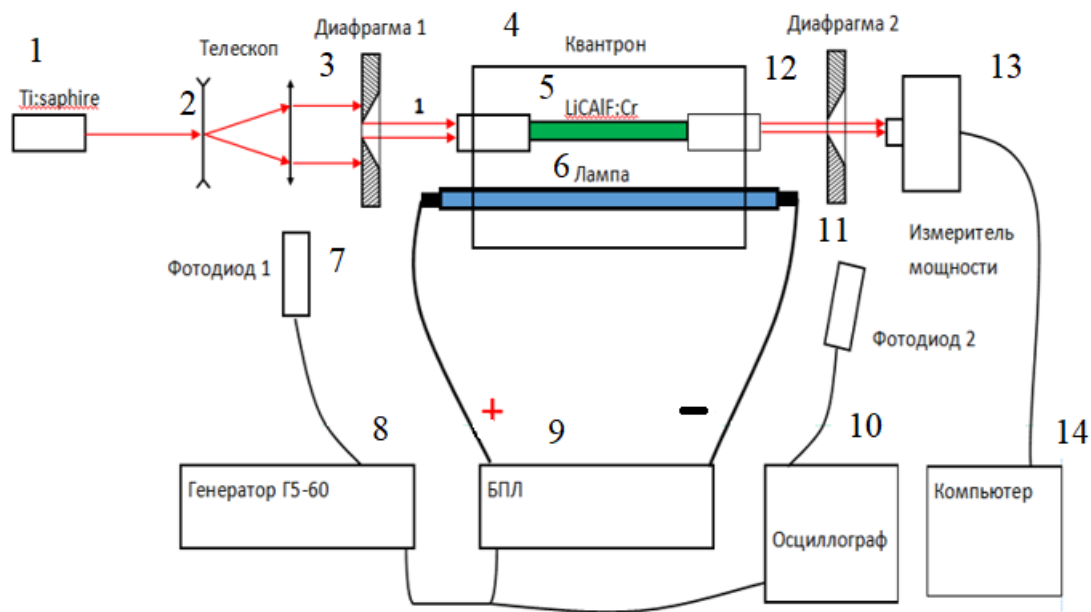


Рисунок 14 – Схема экспериментальной установки где: 1 – лазер LT-2211A, 2 – телескопический расширитель лазерного излучения, 3 и 12 – диафрагмы, 4 – квантрон К301, 5 – кристалл $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$, 6 – импульсная-ксеноновая лампа ИНП2-3/45, 7 и 11 – фотодиоды, 8 – генератор Г5-60, 9 – БПЛ-75/33У, 10 – осциллограф, 13 – измеритель мощности лазерного излучения Ophir, 14 – компьютер

Для осуществления данного эксперимента излучение твердотельного лазера LT-2211A (1), направлялось на телескопический расширитель пучка (2) для того, чтобы плотность мощности лазерного излучения не превышала порога

разрушения оптических элементов системы. Далее лазерный луч диафрагмировался до диаметра 4 мм диафрагмой-1 (3), и направлялся на активный элемент кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ (5) диаметром 6 мм и длиной 80 мм, установленный в квантроне К301 (4). Для оптической накачки активного элемента $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ использовалась ксеноновая лампа ИМП2-3/45 (6), питаемая электрическими импульсами длительностью 150 мкс от блока накачки БПЛ-75/33У (9). Усиленное излучение прошедшее через квантрон направлялось на дифрагму-2 (12) диаметром 6 мм, которая использовалась для отсечения свечения Хе-лампы, и энергия лазерного пучка регистрировалась измерителем мощности марки Ophir (13). Синхронизация лазера LT-2211А с блоком накачки и системой измерения осуществлялась с помощью фотодиода-1 (7) и генератора Г5-60 (8). Временная диаграмма, поясняющая принцип синхронизации процессов накачки и усиления лазерного излучения приведена на рисунке 15.

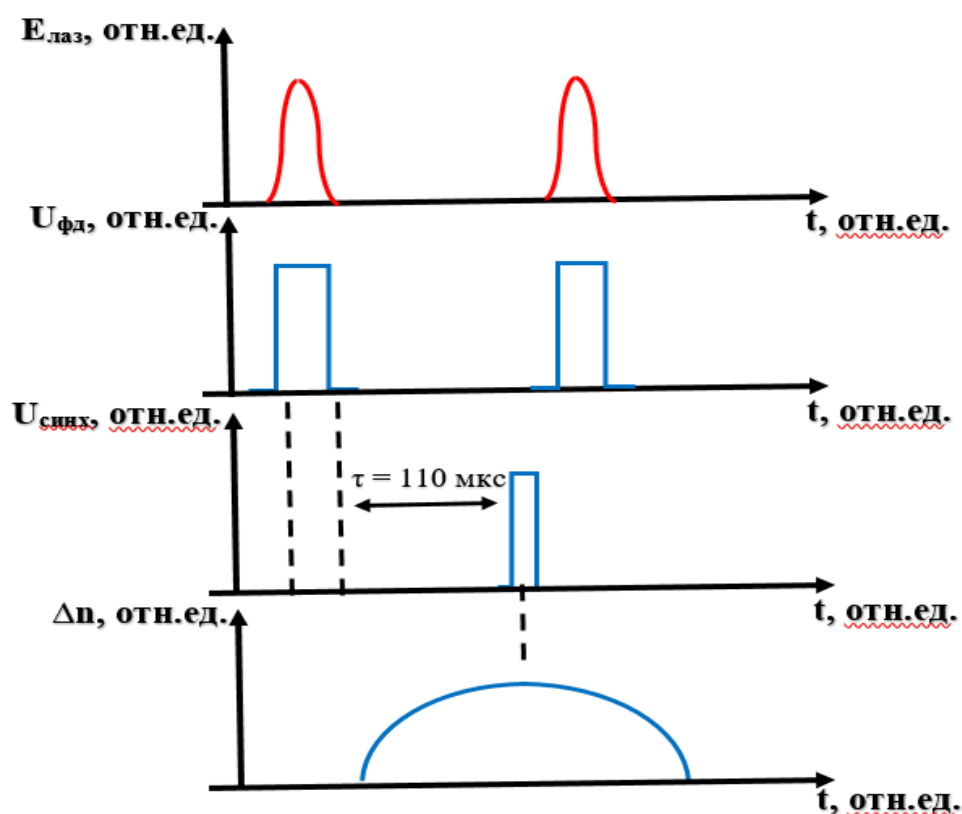


Рисунок 15 – Временная диаграмма

Экспериментальные данные регистрировались и обрабатывались с помощью компьютера (14) с соответствующим программным обеспечением.

2.2.2 Определение оптимального времени задержки запуска Хе–лампы

На первом этапе исследовали зависимость коэффициента усиления от времени задержки запуска Хе–лампы. В качестве активного элемента использовался кристалл LiCaAlF_6 длиной $L = 8$ см, диаметром $d = 6$ мм, с атомной концентрацией ионов Cr^{3+} $N_{\text{Cr}} = 3$ ат.%. Для регулировки задержки импульса усиливаемого излучения, относительно момента запуска накачки ксеноновой лампы использовался генератор Г5–60. Измерение коэффициента усиления осуществлялось на длине волны 778 нм. На рисунке 16 показана зависимость дифференциального коэффициента усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ от времени задержки запуска Хе–лампы, при разных энергиях накачки.

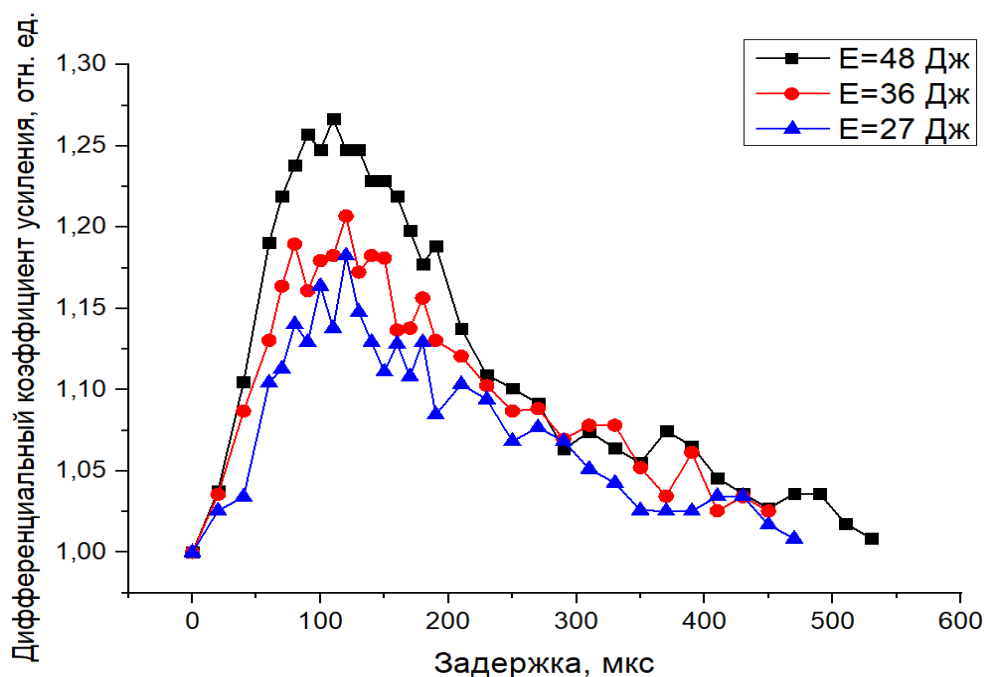


Рисунок 16 – Зависимость дифференциального коэффициента усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ от времени задержки запуска Хе–лампы, при разных энергиях накачки

Результаты показали, что максимальный коэффициент усиления данной активной среды достигается спустя 100–120 мкс после момента запуска Хе–лампы, так же из данного графика видно, что оптимальная задержка почти не зависит от энергии накачки. В дальнейшем все эксперименты проходили при задержке 110 мкс.

2.2.3 Исследование дифференциального и реального коэффициентов усиления

На данном этапе исследования были определены дифференциальный и реальный коэффициенты усиления активного элемента той же геометрии. В первом случае измерялась мощность зондирующего излучения твердотельного лазера LT-2211A, проходящего через не накаченный образец, затем измерялась мощность того же излучения, прошедшего через активный элемент, подвергнувшегося накачки. Затем вычислялось их отношение, которое и равно дифференциальному коэффициенту усиления. Для определения реального коэффициента усиления измеритель мощности помещался перед квантроном (точка 1 на рис. 14) и измерялась мощность зондирующего излучения на входе активного элемента, затем измеритель мощности устанавливался позади квантрона (точка 2 на рис. 14), и измерялась мощность зондирующего излучения, прошедшая через накаченный образец. Истинный коэффициент усиления представлял собой отношение интенсивностей на выходе и на входе исследуемого образца. На рисунке 17 показана зависимость дифференциального и реального коэффициентов усиления от длины волны зондирующего излучения.

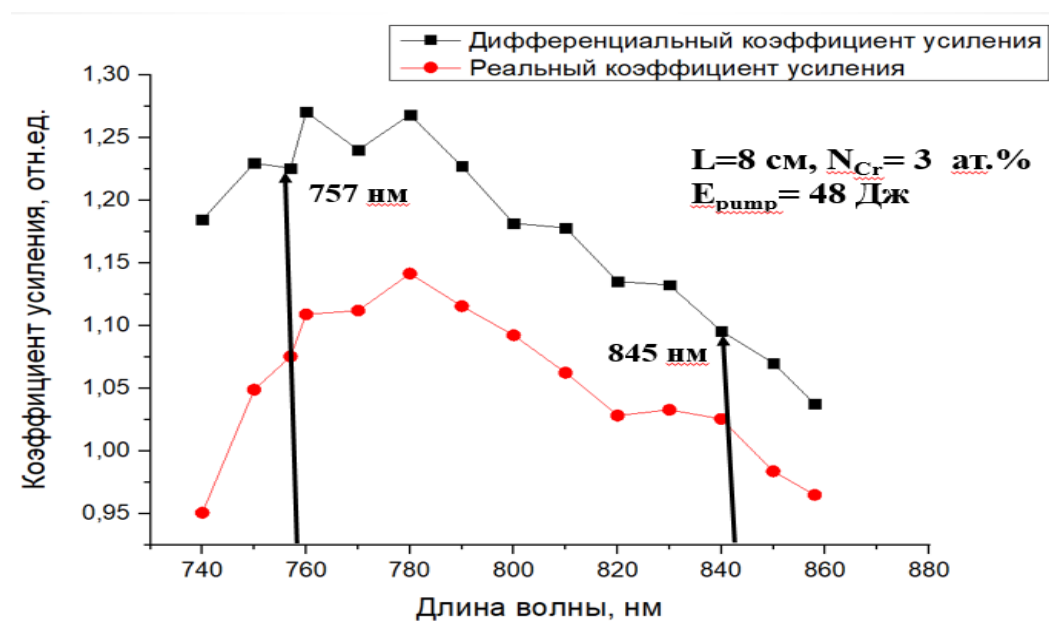


Рисунок 17 — Зависимость дифференциального и реального коэффициентов усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ от длины волны зондирующего излучения

Из данной зависимости видно, что дифференциальный коэффициент усиления оптического излучения, с использованием в качестве активного элемента кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ($c=2-3$ ат.%) длиной 80 мм и диаметром 6 мм, при плотности излучения на входе $0,8$ Дж/см² и накачке Хе-лампы энергией 48 Дж имеют следующие значения: $G_1=1,22$ для $\lambda_1=757$ нм и $G_2=1,1$ для $\lambda_2=845$ нм. Таким образом, видно, что с использованием данного кристалла мы можем обеспечивать усиление лазерного излучения на длинах волн 757 нм и 845 нм.

2.2.4 Исследование влияния эффекта насыщения коэффициента усиления

Для проведения данного эксперимента, в существующей экспериментальной установке, вместо телескопического расширителя пучка использовался оптический аттенюатор. Данный прибор позволял изменять интенсивность лазерного излучения, при этом диаметр пучка Титан–сапфирового лазера LT–2211А определялся лишь его выходными характеристиками и в течении проведения всех экспериментов оставался одинаковым. При этом плотность энергии зондирующего излучения на входе активного элемента $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ изменялась от 250 мДж/см² до 1800 мДж/см². Исследование эффекта насыщения коэффициента усиления проводилось на длинах волн 757 нм и 845 нм. Накачка активного элемента, так же, как и ранее осуществлялась БПЛ–75/33У, энергия электрической накачки оставалась постоянной и составляла 68 Дж. Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рисунке 18.

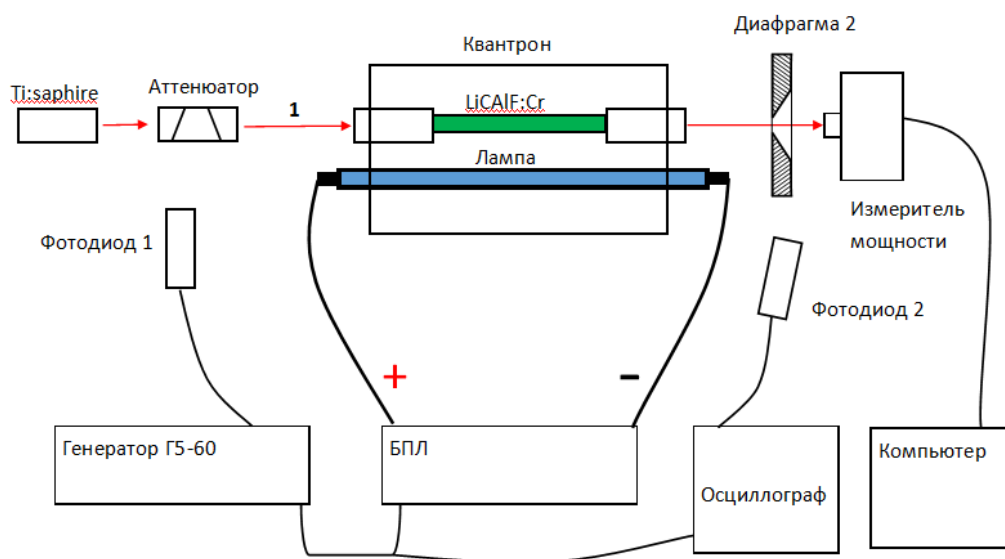


Рисунок 18 – Схема экспериментальной установки

На рисунке 19 показана зарегистрированная зависимость средних значений дифференциального и реального коэффициентов усиления от плотности энергии зондирующего излучения на длинах волн 757 нм и 845 нм.

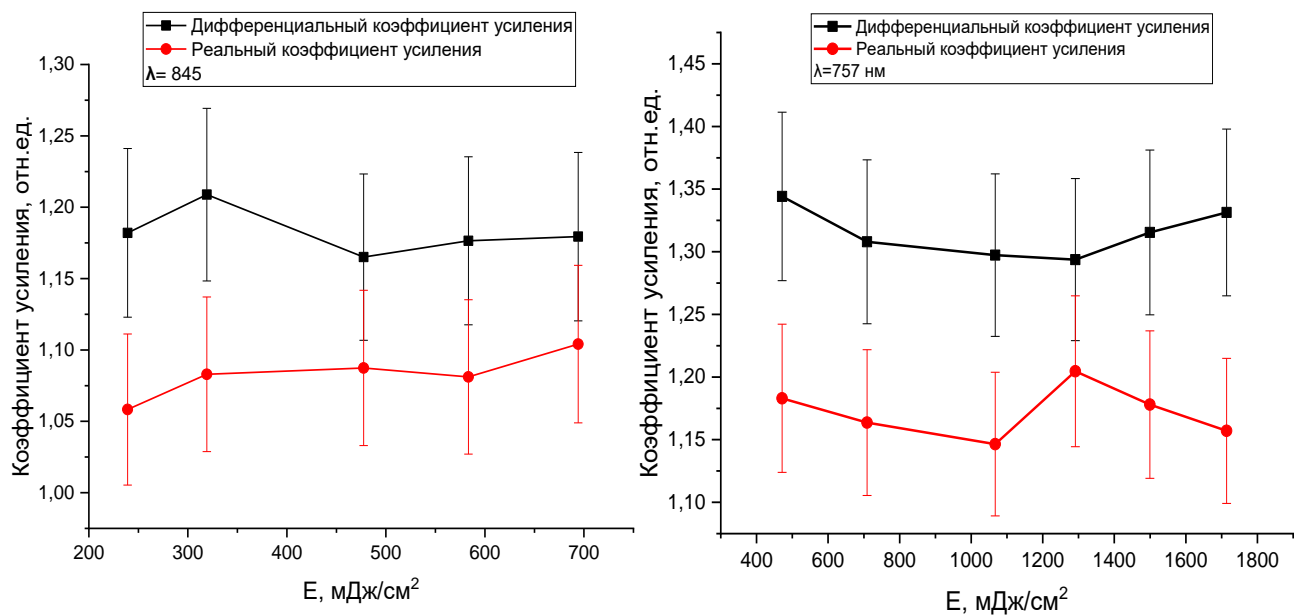


Рисунок 19 – Зависимость средних значений дифференциального и реального коэффициентов усиления от плотности энергии зондирующего излучения на длинах волн 757 нм и 845 нм

Как видно из данных зависимостей, в диапазоне изученных плотностей энергии зондирующего излучения эффект насыщения не наблюдался. Исходя из литературных данных (см. таблицу 1), плотность энергии насыщения составляет 19.1 Дж/см^2 , и можно сделать вывод, что в нашем случае коэффициент усиления не должен зависеть от интенсивности излучения, в том диапазоне ее изменений, которое мы подавали на активный элемент $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$.

Следующим этапом, необходимо было определить способен ли одноламповый квантрон равномерно прокачать кристалл по всему объёму. Для этого использовалась установка, изображённая на рисунке 14. В отличие от предыдущих экспериментов излучение твердотельного лазера LT-2211A на длинах волн 757 нм и 845 нм проходило через разные точки поперечного сечения активного элемента, где точка 1 – самая ближайшая к Хе-лампе, точка 2 – по центру кристалла, и точка 3 – самая удалённая от Хе-лампы (пояснение см. на рисунке 20).

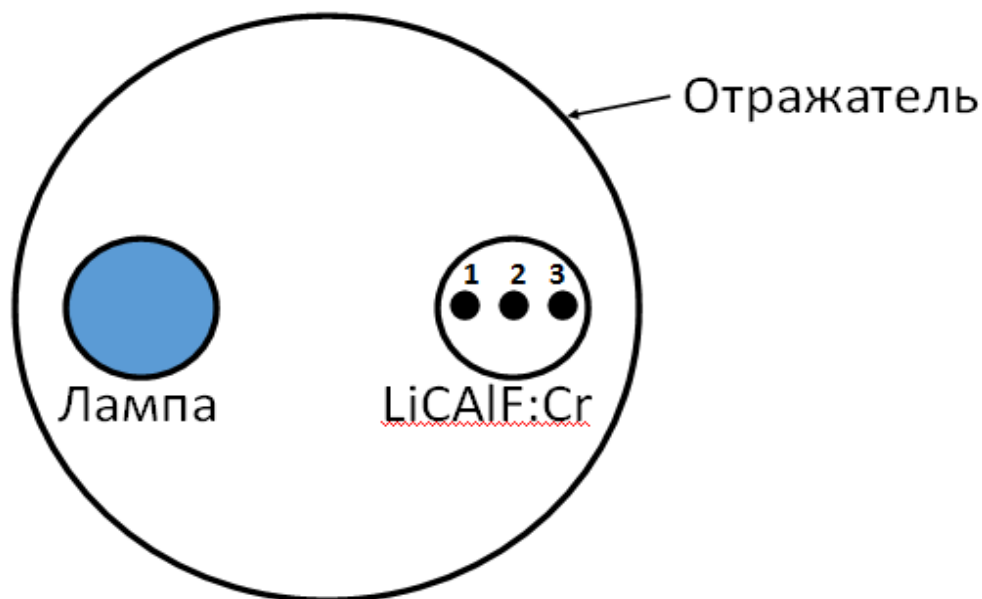


Рисунок 20 – Схематичное поперечное сечение квантрона К301 с установленным в нем Хе-лампой и активным элементом - кристаллом $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$, где точка 1 – ближайшая к Хе-лампе, точка 2 – центр кристалла, точка 3 – дальняя точка от Хе-ламп

Зависимость дифференциального коэффициента усиления при прохождении через разные точки активного элемента, показана на рисунке 21.

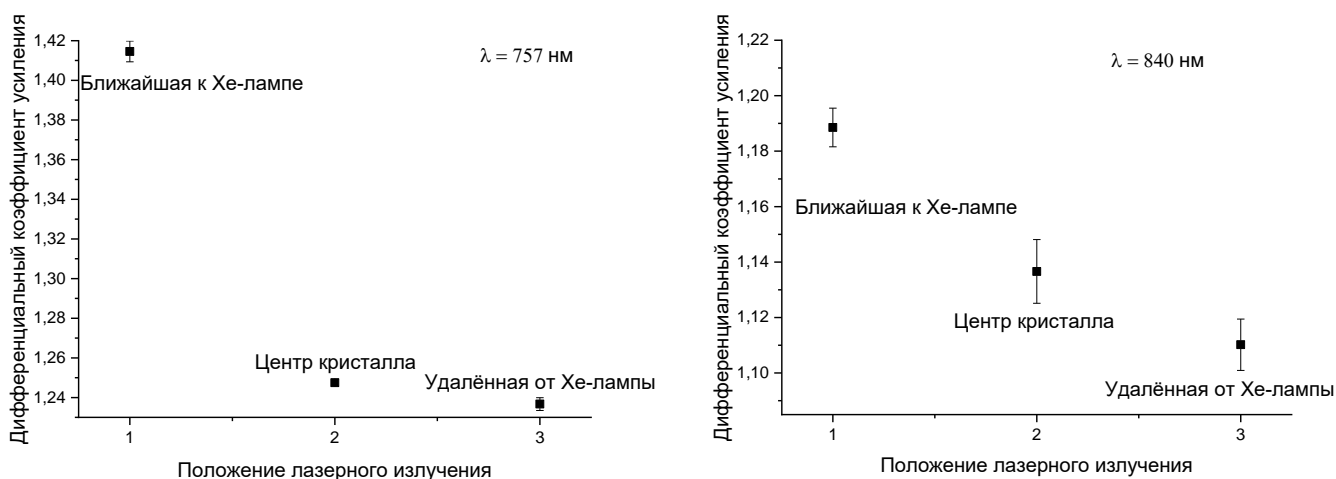


Рисунок 21 – Зависимость дифференциального коэффициента усиления при прохождении через разные точки активного элемента, где точка 1 – ближайшая к Хе-лампе, точка 2 – центр кристалла, точка 3 – дальняя точка от Хе-ламп (слева $\lambda=757$ нм, справа $\lambda=840$ нм)

Из полученных зависимостей видно, что в точке 1 наблюдается максимальный коэффициент усиления, который затем спадает при удалении

точки зондирования от лампы накачки. Таким образом, в одноламповом квантроне, при используемой энергии накачки $E \leq 68$ Дж не удаётся обеспечить равномерную «прокачку» активного элемента. При использовании двухлампового квантрона при больших энергиях накачки, вероятно будет достигаться более равномерное распределение инверсной населенности по сечению кристалла за счет эффекта насыщения поглощения, и, следовательно, усилительные свойства активной среды будут в меньшей степени зависеть от области зондирования.

2.2.5 Анализ зависимости дифференциального коэффициента усиления от энергии накачки кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$

Для практического применения оптического усиления в оптоакустических системах, необходимо достижения коэффициента усиления на длинах волн 757 нм и 845 нм не менее 2. Такие коэффициенты усиления, как следует из выше приведённых данных, могут быть достигнуты при увеличении энергии накачки Хе-лампы. Однако, у нас не было возможности использования источников накачки с большей энергией, поэтому нами были исследованы коэффициенты усиления в зависимости от энергии накачки в тех пределах, который обеспечивал, имеющийся в лаборатории источник накачки БПЛ–75/33У, а именно от 0 до 68 Дж. Все эксперименты осуществлялись при плотности излучения зондирования 0.8 Дж/см^2 на соответствующих длинах волн $\lambda_1=757 \text{ нм}$ и $\lambda_2=845 \text{ нм}$. На рисунке 22 продемонстрирована зависимость дифференциального коэффициента усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ от энергии накачки БПЛ–75/33У.

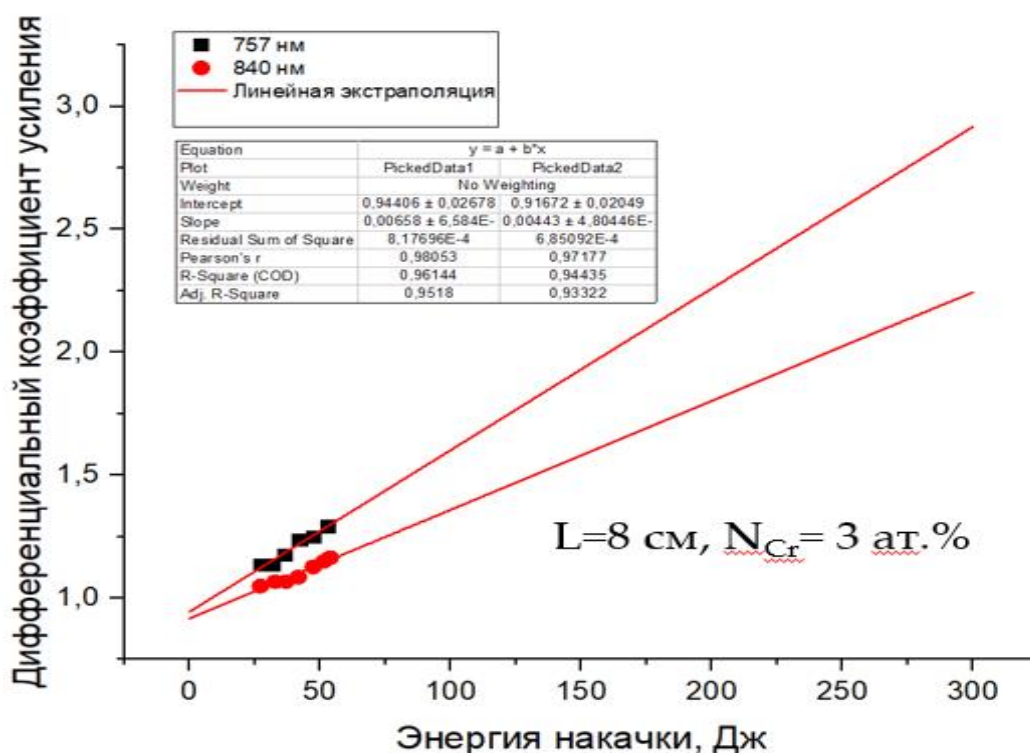


Рисунок 22 – Зависимость дифференциального коэффициента усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ($L=8 \text{ см}$, $d=6 \text{ мм}$, $N_{\text{Cr}}=3\%$) от энергии накачки БПЛ–75/33У

Как следует из теории, коэффициент усиления активной среды должен расти линейно с энергией накачки, таким образом, при обработке экспериментальных данных экстраполировали их линейной функцией, и установили, что при использовании двухпроходного усилителя и увеличения энергии накачки до 300 Дж, возможно достигнуть значение коэффициента усиления по мощности не менее $G(\lambda=757 \text{ нм}) = 2.8$ и $G(\lambda=840 \text{ нм}) = 2.2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате исследования спектрально–кинетических характеристик и предварительных теоретических оценок коэффициента усиления, можно сделать вывод, что кристалл $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ может с успехом использоваться в лазерно–оптической части оптоакустических томографов, использующих кровь в качестве эндогенного контрастного агента.

Установлено, что коэффициент усиления оптического излучения, с использованием в качестве активного элемента кристалл $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ ($c=2\text{--}3$ ат.%) длиной 8 см и диаметром 6 мм, при плотности излучения на входе 0.8 Дж/см² и накачке Хе-лампы энергией 68 Дж составляет $G_1=1.22$ для $\lambda_1=757$ нм и $G_2=1.1$ для $\lambda_2=845$ нм. Путём экстраполяции экспериментальных зависимостей коэффициента усиления кристалла $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$, установленного в квантрон К301 показано, что при использовании двухпроходного усилителя и увеличения энергии накачки до 300 Дж, возможно достигнуть значение коэффициента усиления по мощности не менее $G(\lambda=757 \text{ нм}) = 2.8$ и $G(\lambda=845 \text{ нм}) = 2.2$. Таким образом, представляется целесообразным продолжить разработку такого усилителя с целью его последующей интеграции в лазерно–оптическую систему оптоакустических томографов.

Данная работа выполняется в рамках программы развития оптоакустических технологий в КФТИ КазНЦ РАН и создания отечественного оптоакустического томографа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Clinical optoacoustic imaging combined with ultrasound for coregistered functional and anatomical mapping of breast tumors / A.A. Oraevsky, B. Clingman, J. Zalev, A.T. Stavros, J.R. Parikh // *Photoacoustics*. – 2018. – Vol. 12. – P. 30–45.
2. Three-dimensional diffuse optical tomography of osteoarthritis: initial results in the finger joints / Z. Yuan, Q. Zhang, E. Sobel, H. Jiang // *Journal of Biomedical Optics*. – 2007. – Vol. 12, Iss. 3. – Art. 034001.
3. Optical properties of normal and diseased human breast tissues in the visible and near infrared / V.G. Peters, D.R. Wyman, M.S. Patterson, G.L. Frank // *Physics in Medicine & Biology*. – 1990. – Vol. 35, Iss. 9. – P. 1317–1334.
4. Herman G.T. Fundamentals of computerized tomography: image reconstruction from projections / G.T. Herman. – New York: Springer, 2010. – 312 p.
5. Hsiang D. Coregistration of dynamic contrast enhanced MRI and broadband diffuse optical spectroscopy for characterizing breast cancer / D. Hsiang, N. Shah, H. Yu // *Technology in Cancer Research & Treatment*. – 2005. – Vol. 4, Iss. 5. – P. 549–558.
6. Optical properties of circulating human blood in the wavelength range 400–2500 nm / A. Roggan, M. Friebel, K. Doerschel, A. Hahn, G.J. Mueller // *Journal of Biomedical Optics*. – 1999. – Vol. 4, Iss. 1. – P. 36–46.
7. Full-view 3D imaging system for functional and anatomical screening of the breast / A. Oraevsky, R. Su, H. Nguyen, J. Moore // *Progress in Biomedical Optics and Imaging – Proceedings of SPIE. Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2018*. – 2018. – Vol. 10494. – Art. 104942Y.
8. Звелто О. Принципы лазеров / О. Звелто; пер. с англ. Е.В. Сорокина [и др.]; под ред. Т.А. Шмаонова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Мир, 1990. – 558 с.
9. [Перестраиваемые лазеры. LS-2145-ОРО]. – Текст: электронный. – URL:<https://lotis-tii.com/perestraivaemye-lazery/ls-2145-oro-ru> (дата обращения: 06.06.2022).

10. Samelson H. Unique applications of alexandrite lasers / H. Samelson, J.C. Walling, D.F. Heller // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. – 1983. – Vol. 335. – P. 85–94.
11. Koechner W. Properties of solid-state laser materials / W. Koechner // Solid-State Laser Engineering. – Berlin; Heidelberg: Springer, 1999. – P. 38–101.
12. Broadly tunable high-power operation of an all-solid-state titanium-doped sapphire laser system / T.R. Steele, D.C. Gerstenberger, A. Drobshof, R.W. Wallace // Optics Letters. – 1991. – Vol. 16, Iss. 6. – P. 399–401.
13. [Перестраиваемые лазеры. LT-2211N (новая улучшенная модель), LT-2212]. – Текст: электронный. – URL: <https://lotis-tii.com/lt-2211n-lt-2212-ru> (дата обращения: 06.06.2022).
14. Laser performance of $\text{LiSrAlF}_6: \text{Cr}^{3+}$ / S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, H.W. Newkirk // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol. 66, Iss. 3. – P. 1051–1056.
15. Kuo Y.K. $\text{Cr}^{4+}: \text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ passive Q-switch for the $\text{Cr}^{3+}: \text{LiCaAlF}_6$ laser / Y.K. Kuo, Y. Yang, M. Birnbaum // Applied Physics Letters. – 1994. – Vol. 64, Iss. 18. – P. 2329–2331.
16. Lee H.W.H. Excited-state absorption of Cr^{3+} in LiCaAlF_6 : Effects of asymmetric distortions and intensity selection rules / H.W.H. Lee, S.A. Payne, L.L. Chase // Physical Review B. – 1989. – Vol. 39, Iss. 13. – P. 8907–8914.
17. Schaffers K.I. Structure of LiSrAlF_6 / K.I. Schaffers, D.A. Keszler // Acta Crystallographica Section C: Crystal Structure Communications. – 1991. – Vol. 47, Iss. 1. – P. 18–20.
18. Structural study of colquiriite-type fluorides / Y. Ono, K. Nakano, K. Shimamura, T. Fukuda, T. Kajitani // Journal of Crystal Growth. – 2001. – Vol. 229, Iss. 1. – P. 505–509.
19. Atomic structure and spectral properties of $\text{LiCaAlF}_6: \text{Cr}^{3+}$ single crystals / N.B. Bolotina, B. Maksimov, V. Simonov, S. Derzhavin, T. Uvarova, V. Apollonov, G. Dasgupta // Crystallography Reports. – 1993. – Vol. 38, Iss. 4. – P. 446–450.

20. Structures of LiCaAlF_6 and LiSrAlF_6 at 120 and 300 K by synchrotron X-ray single-crystal diffraction / S. Kuze, D. Boula, N. Ishizawa, N. Kodama, M. Yamaga, B. Henderson // *Journal of Solid State Chemistry*. – 2004. – Vol. 177, Iss. 10. – P. 3505–3513.
21. Walenta K. Colquiriite, a new fluoride mineral from the Colquiri tin deposit in Bolivia / K. Walenta, B. Lehmann, M. Zwiener // *Tschermaks Mineralogische und Petrographische Mitteilungen*. – 1980. – Vol. 27, Iss. 4. – P. 275–281.
22. Moulton P.F. Tunable solid-state lasers / P.F. Moulton // *Proceedings of the IEEE*. – 1992. – Vol. 80, Iss. 3. – P. 348–364.
23. Baldochi S.L. A short review on fluoride laser crystals grown by Czochralski method at IPEN / S.L. Baldochi, I.M. Ranieri // *Acta Physica Polonica A*. – 2013. – Vol. 124, Iss. 2. – P. 286–294.
24. Tabor D. Mohs's hardness scale – a physical interpretation / D. Tabor // *Proceedings of the Physical Society. Section B*. – 1954. – Vol. 67, Iss. 3. – P. 249–257.
25. Atherton L.J. Oxide and fluoride laser crystals / L.J. Atherton, S.A. Payne, C.D. Brandle // *Annual Review of Materials Science*. – 1993. – Vol. 23, Iss. 1. – P. 453–502.
26. Physical properties of BeAl_2O_4 single crystals / C.F. Cline, R.C. Morris, M. Dutoit, P.J. Harget // *Journal of Materials Science*. – 1979. – Vol. 14, Iss. 4. – P. 941–944.
27. Eichenholz J. Measurement of thermal lensing in Cr^{3+} -doped colquiriites / J.M. Eichenholz, M. Richardson // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1998. – Vol. 34, Iss. 5. – P. 910–919.
28. Thermomechanical and thermo-optical properties of the LiCaAlF_6 : Cr^{3+} laser material / B.W. Woods, S.A. Payne, J.E. Marion, R.S. Hughes, L.E. Davis // *JOSA B. Optical Physics*. – 1991. – Vol. 8, Iss. 5. – P. 970–977.
29. Demirbas U. Cr:Colquiriite Lasers: current status and challenges for further progress / U. Demirbas // *Progress in Quantum Electronics*. – 2019. – Vol. 68. – [] Art. 100227.

30. Sorokin E. Solid-state materials for few-cycle pulse generation and amplification / E. Sorokin // *Few-Cycle Laser Pulse Generation and its Applications*. – Berlin; Heidelberg: Springer, 2004. – P. 3–73.

31. Druon F. New laser crystals for the generation of ultrashort pulses / F. Druon, F. Balembois, P. Georges // *Comptes Rendus Physique*. – 2007. – Vol. 8, Iss. 2. – P. 153–164.