

УДК 621.373.826.038.825.3

Тепловыделение в эрбиевом активном элементе на фосфатном стекле при диодной лазерной накачке

© 2020 г. **А. А. Изынеев, канд. техн. наук; П. И. Садовский, канд. физ.-мат. наук***Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г. Фрязино Московской обл.**E-mail: spavi@rambler.ru**Поступила в редакцию 09.07.2019*

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-01-23-29

Измерено тепловыделение в активных элементах из иттербиевого и иттербий-эрбиевого стекол при накачке лазерными диодами. Установлено, что при инвертировании активной среды до уровня $0,75N_{Er}$ в зависимости от концентрации ионов иттербия и эрбия в тепло переходит от 55 до 70% всей поглощенной активным элементом энергии накачки. Показана работоспособность разработанной ранее модели иттербий-эрбиевой активной среды для адекватного расчета тепловыделения в активном элементе.

Ключевые слова: лазерное излучение 1,54 мкм в медицине и дальнометрии, эрбиевое лазерное стекло, тепловыделение в лазерном активном элементе.

Коды OCIS: 140.3500, 160.3380

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие иттербий-эрбиевые лазеры на фосфатном стекле, генерирующие излучение с длиной волны 1535 нм, стали широко применяться в системах различного назначения от импульсной дальнометрии [1–2] до косметологии и медицины [3]. Существенное снижение стоимости лазерных диодов с излучением длиной волны $\lambda = 940$ нм, хорошо сочетающихся с широкой полосой поглощения ионов иттербия, практически вытеснило импульсные лампы, использовавшиеся долгое время в качестве безальтернативного источника накачки Er-лазеров. Увеличение яркости лазерных диодов, использование как поперечной, так и продольной накачки открывают возможности для кардинального уменьшения размеров активного элемента (АЭ) и, как следствие, ведут к сокращению длительности генерируемого импульса и увеличению импульсной выходной мощности. Одним из основных факторов, стоящих на пути миниатюризации АЭ, является ограничение, накладываемое лучевой прочностью просветляющего покрытия, обычно не выше 1 ГВт/см². Вторым существенным фактором, ограничивающим частоту повторения импульсов минилазеров, явля-

ются тепловыделение в АЭ и возникающая вследствие этого тепловая линза или оптический клин, а в предельных режимах и деградация диэлектрического покрытия.

В связи с этим очень актуальной становится задача правильной оценки тепловыделения в АЭ. Вопрос тепловыделения в эрбиевой активной среде (АС) в литературе освещен чрезвычайно скудно и противоречиво. В работе [4] измеренное тепловыделение в АЭ из фосфатного стекла, содержащего 0,25 масс % Er_2O_3 и 17 масс % Yb_2O_3 , при накачке излучением неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) составило 48% , а в работе [5] — 78% (накачка — лазерный диод 980 нм) в случае стекла, содержащего 0,27 масс % Er_2O_3 и 15 масс % Yb_2O_3 , причем основной вклад в тепловыделение (84,4%) приписывается апконверсионным процессам. В работе [6] тепловыделение в АЭ, помещенном в отражатель с боковой накачкой лазерным диодом (950 нм), было оценено в 26,5% от световой энергии лазерного диода. Приведенные выше примеры свидетельствуют о том, что существует большой разброс экспериментальных данных по тепловыделению в Er-АС.

В данной статье приведены экспериментально полученные значения тепловыделения в иттербий-

эрбиевых фосфатных стеклах с разным соотношением активаторов при продольной накачке лазерным диодом и проведено их сопоставление с результатами расчетов с использованием ранее предложенной [7] модели АС.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В Ег-лазере с продольной схемой накачки АЭ обычно представляют собой пластинки толщиной 2–3 мм круглого или квадратного поперечного сечения [8] с характерными размерами 3–10 мм. В нашем эксперименте использовались пластинки толщиной 2 мм с поперечными размерами 5×5 мм. Отклонения в размерах пластинок не превышали $\pm 0,05$ мм. Рабочие плоскости 5×5 мм, через которые пропускаться лазерный луч, были полированы, а боковые стороны — шлифованы. При изготовлении этих пластинок ставилась цель добиться как можно более полной их геометрической идентичности.

Так как для определения изменения температуры АЭ использование термопар и других точечных датчиков температуры затруднительно из-за невозможности обеспечить надежный тепловой контакт, а также из-за нагрева термочувствительного элемента за счет поглощения люминесценции ионов Yb^{3+} и Er^{3+} , за основу измерений был взят калориметрический метод. Данный метод был предложен в работе [9] для определения выхода флуоресценции. Внешне устройство представляет собой газовый термометр, отличающийся от обычного только тем, что он фиксирует изменение температуры объекта, находящегося внутри колбы, а не окружающей среды.

Схема изготовленного для проведения исследования устройства приведена на рис. 1. Кювета из кварца марки КИ с внутренними размерами 5×10×25 мм и толщиной стенок 5 мм плотно закры-

вается крышкой из этого же материала и фиксируется с помощью тонкого слоя силиконового герметика. Предварительно в крышке были просверлены 2 сквозных отверстия, в одно из которых вклеен изогнутый кварцевый капилляр с внутренним диаметром 0,3 мм, имеющий прямое сообщение с внутренней частью кюветы, а второе (дренажное) отверстие закрывается резьбовой пробкой. Также в глухое отверстие в крышке вклеен кусочек такого же капилляра, к которому поочередно с помощью капли белого силиконового клея прикрепляются исследуемые пластинки. Кювета помещается в разборный (откидывающееся дно) бокс размером 50×50×70 мм со стенками из листовой меди толщиной 2 мм с напаянной на них медной трубкой и прорезью для вывода кварцевого капилляра и отверстиями для ввода и вывода излучения. Изнутри стенки бокса вычернены и покрыты сажей. Между дном медного бокса и кюветой помещаются уголковые подставки из кварца, создающие воздушный зазор толщиной 10 мм. Через припаянную к стенкам бокса трубку прокачивается вода из резервуара объемом 5 л, в течение длительного времени выдержанная при комнатной температуре.

Нижнее колено капилляра заполняется водой. Кювета в сборе с закрепленным в ней образцом помещается в медный бокс и выдерживается в нем в течение 1 час, пробка при этом извлекается из дренажного отверстия. Столь длительная выдержка требуется для полной релаксации избыточной температуры кюветы, приобретенной во время смены образца. После этого завинчивается пробка, перекрывающая дренажное отверстие. Внутри кюветы при этом образуется незначительное избыточное давление, которое выражается в том, что в исходном положении уровень воды в правом плече капилляра немного (1–2 мм) выше, чем в левом. При включении лазерного диода за счет выделения тепла в пластинке температура внутри кюветы повышается, что приводит к повышению давления внутри кюветы и увеличению столба воды в правом колене измерительного капилляра. По измеренному в мм водного столба приращению давления можно легко рассчитать превышение температуры воздуха (q_s) над исходной температурой T_0 . Тепло от пластинки с учетом всех трех известных видов теплообмена передается находящемуся внутри кюветы воздуху, стенкам кюветы и затем рассеивается в окружающем воздухе и стенках медного бокса. Тепловое электромагнитное излучение частично поглощается воздухом, находящимся внутри и вне кюветы, стенками кюветы, а основная часть передается стенкам медного бокса. Передача тепла посредством теплопроводности и конвекции нагревает воздух внутри кюветы, а затем стенки кюветы. Поэтому переходный режим нагрева и охлаждения пластинки

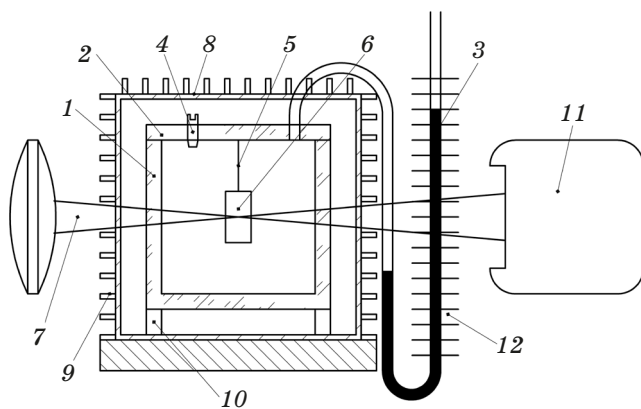


Рис. 1. Устройство для измерения тепловыделения. 1 — кювета, 2 — крышка, 3 — капилляр, 4 — пробка, 5 — капилляр, 6 — образец, 7 — лазерный луч, 8 — бокс, 9 — трубка, 10 — подставки, 11 — калориметр, 12 — шкала.

будет иметь более сложный вид, чем если бы тепло с пластинки сразу сбрасывалось в окружающую среду. Зависимость температуры от времени после подачи лазерного излучения и его отключения будет состоять из двух участков — быстрого (нагрев пластинки) и медленного (нагрев кюветы). Благодаря тому, что объем кварцевых стенок кюветы — 9250 мм^3 , а исследуемой пластинки — 50 мм^3 (соотношение массы более чем 1:160), постоянные нагрева этих двух процессов будут сильно отличаться между собой.

В качестве объекта исследования было взято модельное $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{La}_2\text{O}_3$ -фосфатное стекло. За счет замещения La_2O_3 в состав стекла вводились в разном соотношении оксиды Er и Yb.

Все используемые при составлении шихты химические компоненты имели квалификацию ОСЧ, стекла варились в платиновых сосудах объемом 500 мл в идентичных условиях (температура варки, длительность, атмосфера). Образцы вырезались из участков отливки, имеющих квалификацию лазерного качества по бессвильности, включениям и пузырям. Идентичность полученного стекла по неактивным потерям на остаточных ОН-группах проверялась по длительности люминесценции Er^{3+} . Длительность люминесценции всех исследуемых образцов стекол находилась в пределах $8,3 \pm 0,1 \text{ мс}$.

Тепловыделение определялось путем сравнения температуры исследуемого образца с температурой нелюминесцирующего образца. Для его изготовления было сварено модельное стекло с добавкой 0,7 масс % CuO . Квантовый выход люминесценции ионов Cu^{2+} в фосфатном стекле при комнатной температуре исчезающе мал. Это позволило считать, что вся поглощенная образцом энергия выделяется в образце в виде тепла.

Так как коэффициент серости пластинок за счет различия в концентрациях активаторов может несколько отличаться, было проверено, насколько это может отразиться на точности измерений. Для этого была измерена скорость релаксации температуры внутри кюветы после прекращения нагрева разных образцов. Разная теплоотдача привела бы и к разной скорости падения температуры. Однако оказалось, что изменение температуры образцов всех исследуемых стекол после выключения накачки относительно комнатной температуры может быть аппроксимирована суммой двух спадающих экспонент: быстрой — с постоянной времени $A_0 = 52 \pm 2 \text{ с}$, связанной с остыванием пластинки, и медленной — с постоянной времени $A_1 = 1200 \pm 500 \text{ с}$, связанной с остыванием стенок кюветы. Это говорит о том, что различие в температурном лучеиспускании разных стекол можно не принимать во внимание (потери за счет конвекции и теплопроводности, конечно же, одинаковы у всех стекол).

Накачка пластинок осуществлялась сфокусированным (диаметр перетяжки в пластине составлял 0,5 мм) пучком пигтированного лазерного диода с длиной волны 965 нм. Мощность излучения после фокусирующей линзы составляла 10 Вт, длительность импульсов варьировалась от 0,5 до 20 мс, частота повторения была фиксирована и составляла 5 Гц. Энергия, прошедшая через кювету с образцом, измерялась с помощью калориметра UP19K-50F-W5 фирмы Gentec-EO. При определении поглощенной образцом энергии учитывались отражения на стенках кюветы.

На рис. 2 приведена динамика изменения регистрируемого измерительным капилляром приращения температуры после подачи излучения лазерного диода на пластинку из стекла, содержащего только Yb, при поглощаемой за импульс энергии $E_{\text{abs}} = 41 \text{ мДж}$. Точно такая же динамика изменения температуры (скорость нарастания) наблюдалась у всех образцов при всех энергиях накачки.

Данную зависимость можно описать формулой

$$q_s = q_s^0(1 - \exp(-t/A_0)) + q_s^1(1 - \exp(-t/A_1)), \quad (1)$$

где выражение при q_s^0 (на рис. 2 — кривая 1) отражает вклад от нагрева пластинки, выражение при q_s^1 — на фоне медленного прогрева стенок кюветы (кривая 2). Исходя из сложившейся практики, установившееся значение приращения температуры определяется по истечении времени, равного пяти постоянным времени нагрева. Полученное таким образом значение отличается от максимального возможного значения прироста температуры не более чем на 1%. В данном случае необходимо было бы ждать, даже ориентируясь на минимальное $A_1 = 700 \text{ с}$, около 1 час. Но учитывая, что

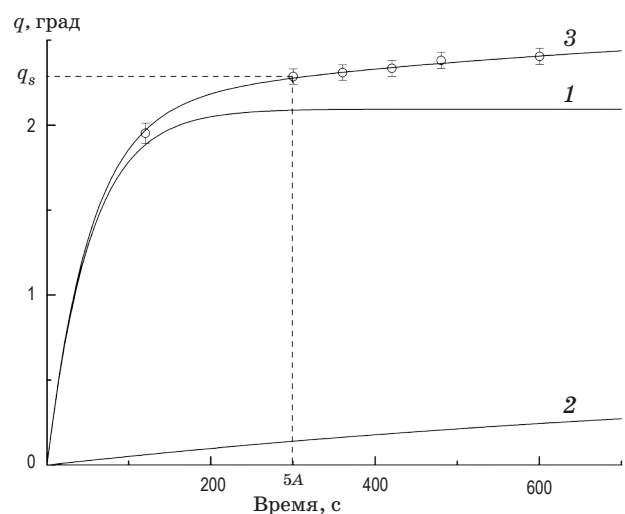


Рис. 2. Динамика изменения приращения температуры после подачи излучения лазерного диода на пластинку.

условия нагрева стенок кюветы у всех образцов одинаковые, временной отрезок был ограничен 5 мин. Регистрируемая температура в этот момент $q_s = P/k_t S + \Delta q_{s1}$ (рис. 2, кривая 3), где P — мощность тепловыделения, k_t — коэффициент теплоотдачи с поверхности пластинки, S — площадь поверхности пластинки, Δq_{s1} — вклад от прогрева стенок кюветы. Принимая во внимание установленный выше факт, что параметры A_0 и $k_t S$ у всех пластинок одинаковы, можно сделать однозначный вывод о прямой пропорциональности между приращением температуры q_s и мощностью тепловыделения P .

К нагреванию воздуха внутри кюветы может также приводить неактивное поглощение в стенках кюветы и исследуемом образце. Чтобы проверить это, была изготовлена пластинка из неактивированного стекла. При энергии 125 мДж, падающей на входную стенку кюветы, температура повышается на $q_s = 0,15$ °С. Полученный результат был учтен в дальнейшем для расчета поправки при обработке полученных экспериментальных данных.

Какая-то часть люминесценции могла быть поглощена стенками кюветы или отражена в направлении образца. Что касается первой возможности, стенки кюветы были изготовлены из кварцевого стекла марки КИ и были абсолютно прозрачны в областях люминесценции Yb^{3+} (970–1100 нм) и Er^{3+} (1535–1600 нм). Об исчезающе малом влиянии неактивного поглощения стенок кюветы говорят приведенные чуть выше результаты эксперимента по измерению нагрева излучением накачки (длина волны накачки 965 нм мало отличается от длины волны люминесценции Yb^{3+}).

Оценим возможность влияния на результат отражения излучения люминесценции стенками кюветы. Коэффициент поглощения Er^{3+} в максимуме люминесценции составляет $0,07 \text{ см}^{-1}$ при концентрации $N_{\text{Er}} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $0,56 \text{ см}^{-1}$ при концентрации $N_{\text{Er}} = 8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что при толщине пластинки 2 мм и квантовом выходе люминесценции Er^{3+} 0,9 позволяет сделать вывод о незначительном влиянии отраженной стенками кюветы люминесценции Er^{3+} . За счет высокой концентрации Yb^{3+} коэффициент поглощения в пике (совпадает по длине волны с пиком люминесценции) составляет 22–40 см^{-1} . Это приводит к тому, что уже при малых размерах образца в спектре регистрируемой люминесценции наблюдается резкий провал в области резонансного перекрытия спектров поглощения и люминесценции (976 нм), и спектр люминесценции смещается в длинноволновую область. Возвращение такой люминесценции (не перекрывающейся с линией поглощения Yb^{3+}) стенками кюветы в образец не приведет к ее дополнительному поглощению. На этом основании

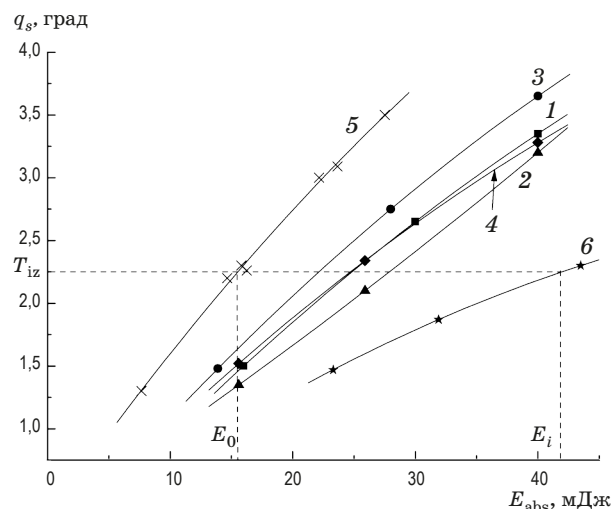


Рис. 3. Зависимости прироста температуры от поглощенной пластинками энергии накачки. Стекло с концентрациями $N_{\text{Yb}} = 1,7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — кривая 1, стекло с $N_{\text{Yb}} = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — кривая 2, стекло с $N_{\text{Yb}} = 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — кривая 3, стекло с $N_{\text{Yb}} = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — кривая 4, нелюминесцирующее стекло с Cu^{2+} — кривая 5, стекло с $N_{\text{Yb}} = 1,7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 0$ — кривая 6.

можно сделать общий вывод о незначительном влиянии отражения стенок кюветы на полученные результаты.

На рис. 3 приведены экспериментально полученные зависимости q_s от поглощенной пластинкой энергии. Очевидно, что точке пересечения изотермы с любой из приведенных на рисунке кривых соответствует одно и то же значение тепловыделения.

Тогда коэффициент тепловыделения μ в пластинке можно определить с помощью соотношения

$$\mu = E_0/E_i, \quad (2)$$

где (рис. 3) E_0 — значение для данной изотермы выделившейся в тепло энергии (на рисунке в качестве примера приведена изотерма $T_{\text{из}} = 2,25$ °С), определяемое по нелюминесцирующему образцу (кривая 5), в котором вся поглощенная энергия переходит в тепло, E_i — значения поглощенной энергии, соответствующие точке пересечения изотермы с соответствующей кривой $q_s = f(E_{\text{abs}})$ исследуемых образцов.

Иттербиевое стекло

Изотерма, изображенная на рис. 3, соответствует тепловыделению $E_0 = 15,6$ мДж. У стекла, содержащего только Yb^{3+} (кривая 6), $E_{\text{abs}} = 42$ мДж. Таким образом, используя для этого случая соотношение (2), получаем значение $\mu = 0,36$.

Обращает на себя внимание столь высокий уровень тепловыделения в Yb-стекле. Известно, что внутрицентровый квантовый выход люминесценции Yb^{3+} в фосфатной матрице близок к 0,9. В некоторых кристаллах и фторцирконатных стеклах он мало отличается от 1, что позволяет использовать эти материалы в качестве оптических холодильников [10]. Однако в двухуровневых системах, где спектры поглощения и люминесценции сильно перекрываются, из-за реабсорбции технический, или внешний, квантовый выход люминесценции может сильно отличаться от внутрицентрового. Его значение зависит от концентрации активатора (оптической плотности) и размеров образца. При возбуждении коротким импульсом изменение интенсивности люминесценции $I(t)$ после выключения возбуждающего импульса описывается уравнением

$$dI(t)/dt = -I(t)/\tau_{\text{Yb}} + \alpha\eta I(t)/\tau_{\text{Yb}}, \quad (3)$$

где τ_{Yb} — собственное время жизни возбужденных Yb^{3+} , η — квантовый выход люминесценции, α — интегральная вероятность реабсорбции люминесценции в образце.

Наблюдаемое время затухания люминесценции при наличии реабсорбции описывается соотношением

$$\tau_{\text{Yb}}^1 = \tau_{\text{Yb}}/(1 - \alpha\eta). \quad (4)$$

Оценим степень влияния реабсорбции на пластинку из фосфатного стекла, активированного Yb^{3+} , имеющую размеры $5 \times 5 \times 2$ мм.

Радиационное время жизни Yb^{3+} (τ_{Yb}^0) в возбужденном состоянии вычисляется по спектру его поглощения с использованием формулы Фюхтбауэра–Ланденбурга

$$\tau^{-1} = 8\pi c n v_1^2 4/3 \int \sigma_{\text{abs}}(v) dv, \quad (5)$$

где v_1 — средняя частота полосы поглощения Yb^{3+} , $4/3 \int \sigma_{\text{abs}}(v) dv$ — интегральное сечение перехода с учетом кратности вырождения уровней. В исследуемом стекле $\tau_{\text{Yb}}^0 = 1,2$ мс и следовательно скорость радиационного распада — $W_0 = 1/\tau_{\text{Yb}}^0 = 833 \text{ с}^{-1}$.

Для исключения влияния реабсорбции на результаты измерения длительности люминесценции Yb^{3+} был использован порошок измельченного стекла, помещенный тонким слоем между пленками полиэтилена. Длительность люминесценции Yb^{3+} (τ_{Yb}) при уменьшении количества порошка в слое постепенно уменьшалась и стабилизировалась на значении $1,03 \pm 0,2$ мс, т.е. измеренная скорость тушения люминесценции $W = 1/\tau_{\text{Yb}} = 971 \text{ с}^{-1}$. Это означает, что ско-

рость тушения на примесях, определяемая как $W_t = W - W_0$, составляет 138 с^{-1} .

Таким образом, внутрицентровый квантовый выход люминесценции, который рассчитывается из соотношения скоростей радиационного и измеренного распада люминесценции по формуле

$$\eta = 1 - (W - W_0)/W = 1 - W_t/W, \quad (6)$$

в случае порошка составил 0,86.

Длительность люминесценции на пластинке меняется в зависимости от геометрии расположения приемника излучения относительно пучка накачки. Она минимальна при регистрации люминесценции со стороны падения пучка на пластинку (1,5 мс) и максимальна при расположении приемника перпендикулярно пучку накачки (2,6 мс). Определение точного усредненного значения длительности люминесценции Yb^{3+} в пластинке представляет собой сложную задачу и не решается в рамках настоящей работы. Расчет, проведенный с использованием формулы (6), показывает, что экспериментально полученному уровню тепловыделения в Yb-пластинке соответствует длительность люминесценции 2,45 мс. Это не противоречит наблюдаемым данным: длительность люминесценции Yb^{3+} фиксируется в диапазоне 1,5–2,6 мс в зависимости от геометрии расположения приемника. В этом случае квантовый выход люминесценции Yb^{3+} с пластинки составит 0,66, т.е. 34% поглощенной энергии выделится в тепло. Еще 2% от поглощенной энергии трансформируется в тепло за счет размена энергии кванта накачки ($\lambda_{\text{pum}} = 965$ нм) и люминесценции ($\lambda_{\text{lum}} = 985$ нм). Конечно, столь высокий уровень тепловыделения в Yb-стекле наблюдается при условии, если генерация, как в рассматриваемом случае, отсутствует. Наличие генерации резко снижает количество возбужденных Yb^{3+} до порогового уровня и создает эффективный сток энергии возбуждения в лазерное излучение.

Иттербий-эрбиевое стекло

В Yb-Er-стекле, как следует из рис. 3, уровень тепловыделения для приведенной на рисунке изотермы находится в пределах от 55% (стекло с $N_{\text{Yb}} = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) до 70% (стекло $N_{\text{Yb}} = 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Er}} = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Проведем сравнение полученных выше экспериментальных значений уровня тепловыделения в Yb-Er-стеклах с результатами расчета с использованием предложенной в работе [7] модели Yb-Er-AC.

Схема уровней Yb^{3+} и Er^{3+} , а также каналов переноса возбуждения в AC в соответствии с данной моделью представлена на рис. 4.

Согласно данной модели система уравнений, описывающих процессы накопления энергии в Yb-Er-AC выглядит следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial n_{2A}}{\partial t} &= -n_{2A}W_{21} - n_{2D}W_k + n_{3A}W_{32} \\ \frac{\partial n_{2D}}{\partial t} &= P(t) - n_{2D}W_{Yb^0} - \\ &\quad - n_{2D}W_{Yb^t} - n_{2D}W_{DA} - n_{2D}W_k + n_{3A}W_{AD} \\ \frac{\partial n_{3A}}{\partial t} &= n_{2D}W_{DA} - n_{3A}W_{32} + n_{4A}W_{43} - n_{3A}W_{AD}, \quad (7) \\ \frac{\partial n_{4A}}{\partial t} &= n_{2D}W_k - n_{4A}W_{43} \\ n_{1D} + n_{2D} &= N_{Yb} \\ n_{1A} + n_{2A} + n_{3A} + n_{4A} &= N_{Er} \end{aligned} \right.$$

где $P(t)$ — скорость накачки ионов иттербия излучением лампы [ион/см³с], N_{Yb} , N_{Er} — концентрации Yb³⁺ и Er³⁺, n_{1D} и n_{2D} — текущие населенности нижнего и верхнего уровней Yb³⁺, n_{1A} , n_{2A} — текущие населенности нижнего и верхнего лазерного уровней Er³⁺, n_{3A} — текущая населенность уровня $^4I_{11/2}$, n_{4A} — текущая населенность уровня $^4F_{9/2}$. В расчетах были использованы полученные экспериментально параметры процессов переноса и диссипации энергии в паре Yb-Er: $W_{DA}^0 = 9,36 \times 10^3$ с⁻¹ — начальная скорость прямого переноса в паре Yb-Er, $W_{AD} = 4 \times 10^5$ с⁻¹ — скорость обратного переноса в паре Yb-Er, $W_{32} = 10^6$ с⁻¹ — время релаксации уровня $^4I_{11/2}$ Er³⁺, $W_{43} = 10^7$ с⁻¹ — время релаксации уровня $^4F_{9/2} + ^4I_{9/2}$ Er³⁺, $W_k^0 = 0,1 \times W_{DA}^0$ — скорость кумуляции (Er ($^4I_{13/2}$) + Yb ($^2F_{5/2}$) = Er ($^4F_{9/2}$)) при полной инверсии среды (экстраполяция), $W_{21} = 117$ с⁻¹ — скорость распада люминесценции метастабильного уровня ионов Er. Квантовый выход люминесценции Er³⁺ — 0,9.

Так как в случае Yb-Er-среды скорости передачи энергии по различным каналам зависят от уровня возбуждения, то следовало бы проводить расчет для каждой области пластинки отдельно, а затем интегрировать. Но данная задача выходит за рамки настоящей работы, поэтому проведена только оценка уровня тепловыделения в канале лазерного пучка накачки. Это интересно с той точки зрения, что нагрев именно этой зоны формирует тепловую линзу, определяющую пространственные характеристики лазерного луча, в то время как нагрев оставшейся части пластинки приводит к увеличению средней рабочей температуры. Будем считать, что скорость тушения люминесценции Yb³⁺ в этой зоне в силу малости ее объема составляет 971 с⁻¹ и в расчете будем использовать $W_0 = 833$ с⁻¹ — скорость радиационного распада люминесценции Yb³⁺, $W_{Yb}^t = 138$ с⁻¹ — скорость

тушения люминесценции Yb³⁺ на примесях и ОН-группах.

Излучение Yb³⁺, покинувшее эту область, перепоглощается в остальном объеме пластинки, создавая какое-то распределение интенсивности. Часть ее возвратится и в зону лазерного пучка, но учитывая, что соотношение объема, занятого пучком (диаметром 0,5 мм), в 120 раз меньше объема пластинки (размером 5×5 мм), то плотность этого «размазанного» излучения ничтожно мала по сравнению с возбуждаемым излучением в пучке, что дает право им пренебречь.

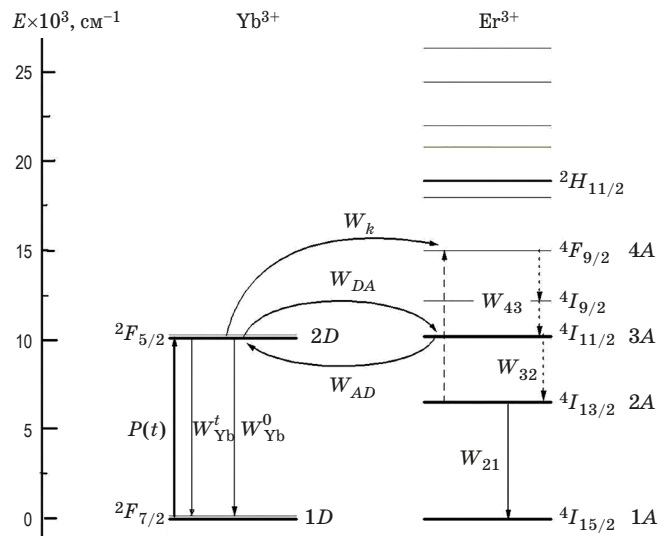


Рис. 4. Схема уровней ионов и каналов переноса возбуждения в Yb-Er-AC.

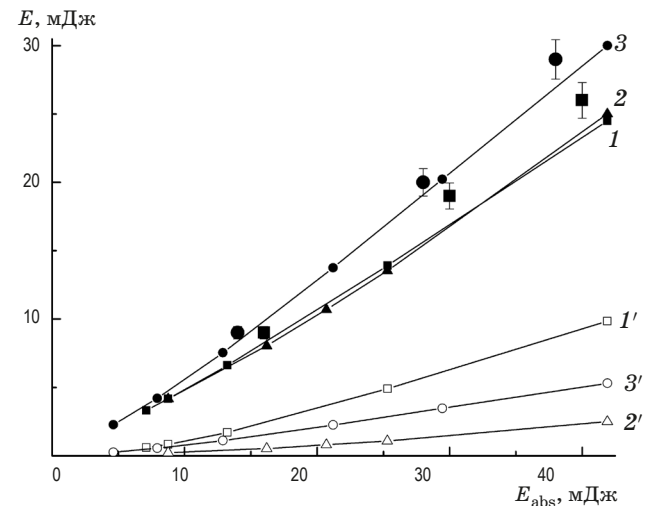


Рис. 5. Зависимости энергии тепловыделения в зоне накачки (кривые 1–3 — расчетные) и энергетического потока из этой зоны в виде люминесценции ионов иттербия (кривые 1'–3' — расчетные) для стекол с $N_{Er} = 3 \times 10^{19}$ см⁻³ и $N_{Yb} = 1,7 \times 10^{21}$ см⁻³ (1, 1'), $N_{Yb} = 2 \times 10^{21}$ см⁻³ и $N_{Er} = 7 \times 10^{19}$ см⁻³ (2, 2'), $N_{Yb} = 3 \times 10^{21}$ см⁻³ (3, 3').

Не ставя перед собой задачу рассчитать уровень тепловыделения в объеме пластинки вне зоны накачки, приведем только результаты расчета для общего энергетического потока, покинувшего эту зону в виде люминесценции Yb^{3+} .

В расчетах использовалась экспериментально полученная зависимость скорости передачи в паре Yb-Er от уровня инвертирования среды, учитывающая эффект первоочередного выбывания из процесса переноса наиболее сильно связанных с донорным окружением ионов Er^{3+} . Эта скорость передачи по методике, изложенной в работе [11], раскладывалась на две составляющие — скорость прямого переноса (W_{DA}) и скорость кумуляции (W_k). Результат разложения на составляющие достаточно точно описывается следующими выражениями:

$$W_{DA} = W_{DA}^0 (1 - n_{2A}/N_{\text{Er}} (1,68 - 0,68 n_{2A}/N_{\text{Er}})), \quad (8)$$

$$W_k = W_k^0 n_{2A}/N_{\text{Er}} (1,68 - 0,68 n_{2A}/N_{\text{Er}}). \quad (9)$$

Результаты расчетов нескольких примеров различных сочетаний концентраций активаторов представлены в виде графиков на рис. 5. Из него видно, что при увеличении концентрации Yb^{3+} тепловыделение в зоне накачки возрастает (кривые 1–3). На этом же рисунке приведены экспериментальные значения тепловыделения (крупные значки, соответствующие значкам на расчетных кривых 1 и 3 для соответствующих соотношений активаторов). Экспериментальные точки получены из зависимостей, приведенных на рис. 4. Более высокие экспериментально зафиксированные значения тепловыделения обусловлены тем, что какая-то часть энергетического потока, покинувшего зону накачки в виде люминесценции Yb^{3+} (расчетные кривые 1'–3' на рис. 5), приводит к дополнительному нагреву пластинки вне зоны накачки за счет неактивного поглощения и возбуждения Er^{3+} .

Работа выполнена в рамках государственного задания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данильченко В.А., Зверев Г.М., Казаков А.А., Пашков В.А., Плешков А.А., Прядеин В.А., Сапожников А.С. Лазерные дальномеры и целеуказатели // www.polyus.info
2. Лазерный дальномер Зенит-ЛД. ОАО Красногорский завод им. С.А. Зверева // optika.sainfo.ru
3. <http://www.palomar.ru/proposals/nozzles/lux1540.html>
4. Калинин В.Н., Фромзель В.А. О тепловыделении в иттербий-эрбиевых стеклах при лазерной и ламповой накачке // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 5. С. 1030–1033.
5. Suyu Feng, Fei Luan, Shunguang Li, Wei Chen, Hu Lili. The fractional thermal factor in LD-pumped $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ codoped phosphate glass // Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009. CLEO/PACIFIC RIM '09. Conf. 2009. Aug. P. 1–2. DOI: 10.1109/CLEOPR.2009.5292451
6. Батов Ю.Н., Губин А.Б., Пирожков Ю.Б., Шапиро Л.Л. Тепловой баланс в малогабаритных импульсных лазерах на эрбиевых стеклах с диодной накачкой // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 9. С. 5–10.
7. Gapontsev V.P., Matitsin S.M., Izineev A.A. Channels of energy losses in erbium laser glasses in the stimulated emission process // Opt. Commun. 1983. V. 46. № 3, 4. P. 226–230.
8. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И. Мини-лазер на иттербий-эрбиевом стекле с продольной полупроводниковой накачкой // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 8. С. 809–811.
9. Аленцев М.Н. Калориметрическое измерение выхода флуоресценции // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. № 2. С. 133–141.
10. Нуртдинова Л.А., Семашко В.В., Наумов А.К., Абдулсабиров Р.Ю., Кораблева С.Л. Спектроскопические предпосылки возможности реализации эффекта оптического охлаждения на фторидных кристаллах, активированных ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. № 8. С. 1409–1412.
11. Матыцин С.М. Спектрально-кинетические и генерационные характеристики эрбиевых лазерных стекол // Диссертация канд. физ.-мат. наук. МФТИ, г. Долгопрудный, 1982. 14 с.