

Лазерные и тепловые характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80–300 К

И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов, А.Г.Вяткин, Е.А.Перевезенцев

Измерены спектральные и термооптические характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80–300 К. При охлаждении кристалла сечение усиления увеличивается в пять раз, максимум спектра сечения сдвигается от 1030.1 до 1029.3 нм, а его ширина уменьшается с ~10 до 1.3 нм. Данные эффекты необходимо учитывать при работе с криогенными усилителями. Измерены также термооптические константы P и Q и параметр фотоупругой анизотропии. Эти материальные константы полностью определяют тепловые и фазовые поляризационные искажения в активном элементе при известных тепловыделении и коэффициенте теплопроводности. Показано, что термонаведенная деполаризация уменьшится в 1000 раз, а оптическая сила тепловой линзы – в 50 раз, если кристалл Yb:YAG охладить до температуры 78 К.

Ключевые слова: сечение усиления, термонаведенные искажения, Yb:YAG, криогенные температуры.

1. Введение

Для создания лазеров с высокими средней и пиковой мощностями все чаще используются лазерные среды, легированные ионом иттербия (Yb). В основном это связано с появлением высокоэффективных диодных лазеров с излучением на длинах волн $\lambda = 900–1000$ нм, т.е. в той области спектра поглощения ионов Yb, где имеются максимумы. Можно указать ряд преимуществ иона Yb перед ионом неодима (Nd) с точки зрения их лазерных свойств. Ион иттербия характеризуется небольшим квантовым дефектом (~9%) и отсутствием поглощения из возбужденного состояния [1, 2]. Довольно большое время жизни этого состояния позволяет, несмотря на малую пиковую мощность диодной накачки, запасать в нем энергию, сравнимую с энергией, запасаемой в возбужденных ионах Nd при ламповой накачке. Благодаря высокому легированию, дисковые лазеры на ионах Yb могут иметь высокую эффективность при большой средней мощности. Отвод тепла от торца диска дает возможность эффективно решать задачу охлаждения, а высокая концентрация ионов Yb обеспечивает большое усиление [3]. Небольшая толщина диска позволяет исключить эффект самофокусировки излучения в импульсных лазерах с высокой пиковой мощностью.

С другой стороны, ион Yb имеет и ряд недостатков. Энергии основного и нижнего лазерного уровней иона Yb различаются незначительно. Поэтому при комнатной температуре на нижнем лазерном уровне Yb находится примерно 5% от общего числа ионов (согласно распределению Больцмана). Систему лазерных уровней, подобную системе уровней иона Yb, называют квазичетырехуровневой. Другой важный недостаток иона Yb – небольшое

сечение усиления. В связи с этим для Yb:YAG-лазеров чрезвычайно перспективным является охлаждение активной среды до криогенных температур (80–200 К). При охлаждении нижний лазерный уровень опустошается, и лазерная среда становится четырехуровневой, увеличиваются сечения усиления и поглощения [4, 5], а также коэффициент теплопроводности. При этом значительно уменьшаются поляризационные и фазовые искажения за счет изменения оптических характеристик кристалла [6–8], что позволяет увеличить тепловую нагрузку на активный элемент.

Идея создания Yb:YAG-лазера, генерирующего при температуре жидкого азота, была предложена и реализована в работах [9, 10]. В [11, 12] показано, что такой лазер может обладать высоким КПД и отличным качеством пучка. Несмотря на актуальность развития криогенных Yb:YAG-лазеров, зависимости характеристик кристалла Yb:YAG от температуры изучены недостаточно. Наблюдается несоответствие результатов ряда работ.

В настоящей работе мы обобщили литературные данные, а также привели результаты собственных измерений как лазерных, так и тепловых характеристик кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80–300 К.

2. Спектральные характеристики

Одна из основных характеристик Yb:YAG – сечение усиления – хорошо изучена при комнатной температуре [13–15]. В работе [11] утверждается, что при охлаждении кристалла Yb:YAG до 77 К сечение усиления возрастет в ~7 раз, а также представлены спектры люминесценции при температурах 77, 150 и 300 К. В [4] исследованы зависимости ширины спектра и максимального сечения усиления, а также времени жизни возбужденного состояния иона Yb от температуры при разной степени легирования.

В настоящей работе спектр сечения усиления изучен более детально. Схема эксперимента приведена на рис.1,а. Кристалл Yb:YAG (с концентрацией ионов иттербия 10%) толщиной 0.3 мм был припаян к медной пластине, помещенной в криостат. Криостат представлял собой вакуумную камеру с охлаждаемым жидким азотом сосудом,

И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов, А.Г.Вяткин, Е.А.Перевезенцев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: mib1982@mail.ru

Поступила в редакцию 27 февраля 2011 г., после доработки – 22 августа 2011 г.

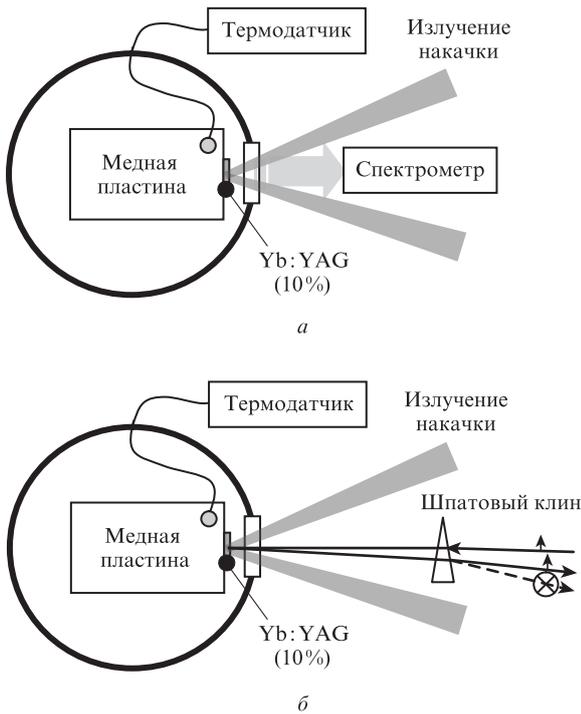


Рис.1. Схемы регистрации спектра люминесценции (а) и термонаведенной деполяризации (б) в тонком диске из кристалла Yb:YAG при различных температурах.

который имеет непосредственный тепловой контакт с исследуемым образцом. Охлаждение медной пластины контролировалось калиброванным термодатчиком. На кристалл через оптическое окно направлялось излучение накачки на $\lambda \sim 938$ нм. На этой длине волны поглощение в Yb:YAG не зависит от температуры [5]. Поглощенная мощность накачки P_{abs} не превышала 10 Вт при диаметре пучка на кристалле 3 мм, поэтому усиленным спонтанным излучением можно пренебречь. Спектр люминесценции измерялся спектрометром с шагом по длине волны 0.3 нм. Для корректного измерения сечения усиления необходимо убедиться в том, что в исследуемом образце поглощение люминесценции на данной длине волны не существенно. Именно поэтому для исследований использовался образец толщиной всего 0.3 мм. В этом образце поглощение люминесценции при комнатной температуре составило менее 5% на длине волны, близкой к 1030 нм. Сечение усиления σ прямо пропорционально интенсивности люминесценции $P_{sp}(\nu)$ и обратно пропорционально времени жизни τ :

$$\sigma \sim \frac{P_{sp}(\nu)}{\nu^3} \frac{1}{P_{abs}\tau}, \quad (1)$$

где ν – частота излучения. Поэтому для вычисления абсолютной величины сечения усиления при разных температурах нужно знать его значение при комнатной температуре и зависимость времени жизни от температуры. Мы использовали среднее по данным работ [4, 11, 13–16] значение сечения усиления при комнатной температуре (2.14×10^{-20} см²) и зависимость времени жизни от температуры из [4].

На рис.2 приведен спектр люминесценции ионов Yb в зависимости от температуры. Видно, что при охлаждении ширина линии с $\lambda = 1030$ нм сильно уменьшается, а

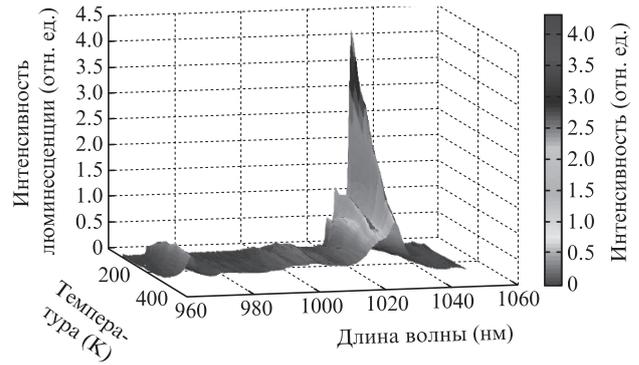


Рис.2. Зависимость интенсивности люминесценции ионов Yb от длины волны и температуры в кристалле Yb:YAG, легированном ионами Yb с концентрацией 10%.

ее интенсивность растет. Кроме того, наблюдается сдвиг максимума линии и средней длины волны полосы люминесценции. Рост сечения усиления в максимуме линии люминесценции σ_{max} (в 5.3 раза) при охлаждении кристалла от 293 до 80 К иллюстрирует рис.3.а. Аналогичные измерения, проведенные в работе [4], показали возрастание σ_{max} в 4.3 раза, а в работе [11] – в 7 раз.

На рис.3.б приведена зависимость длины волны λ_{max} , соответствующей максимуму сечения усиления, от температуры. Видно, что с уменьшением температуры λ_{max} сдвигается на ~ 0.8 нм в коротковолновый диапазон. Отметим, что об изменении λ_{max} на ~ 1 нм упоминается в работе [4]. При температуре 80 К ширина спектра люминес-

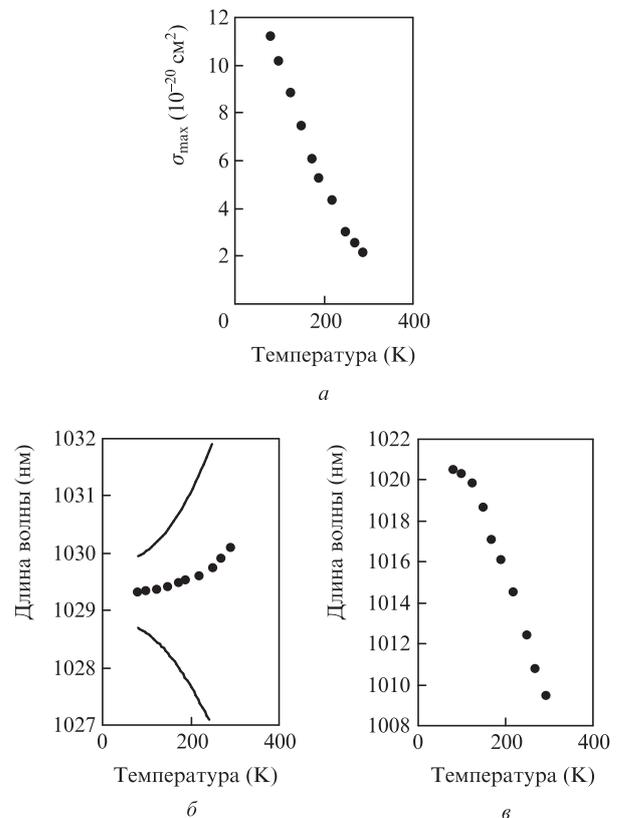


Рис.3. Зависимости от температуры максимального сечения усиления (а), соответствующей ему длины волны λ_{max} (б) и длины волны центра масс спектра люминесценции λ_{mean} (в). Сплошные кривые на рис.3.б – длины волн, на которых сечение усиления составляет половину от максимальной величины.

ценции соизмерима со сдвигом λ_{\max} , и для получения эффективного усиления необходим источник излучения на $\lambda \sim 1029.3$ нм. При комнатной температуре длина волны генерации в кристаллах Yb:YAG превышает 1030 нм. В связи с этим для работы криогенного Yb:YAG-усилителя необходимо либо искусственно сдвинуть длину волны излучения Yb:YAG-генератора, работающего при комнатной температуре, либо охладить кристалл Yb:YAG-генератора.

Еще одна важная характеристика спектра усиления – длина волны центра масс спектра усиления λ_{mean} . От нее зависит квантовый дефект в среде и, следовательно, мощность тепловыделения в кристалле Yb:YAG. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже. Длина волны λ_{mean} в отличие от λ_{\max} , при охлаждении смещается в длинноволновую область (от 1009 до 1020.5 нм) (рис.3,в).

3. Тепловые характеристики

Важными характеристиками активных элементов мощных лазеров являются термонаведенная деполяризация γ (отношение мощности деполяризованной части излучения к его полной мощности) и «тепловая» линза. При этом и деполяризация, и параметры линзы зависят от ориентации кристалла [17,18] и определяются набором фаз $\delta_{1,2}$ в двух собственных поляризациях термонаведенного двулучепреломления и углом наклона собственных поляризаций Ψ к одной из кристаллографических осей. В случае активного элемента в виде длинного цилиндра выражения для $\delta_{1,2}$ и Ψ при произвольной ориентации кристалла можно найти в [19–22]. Для наиболее часто используемых ориентаций [001] и [111] эти выражения были получены ранее в [18,23–27] и с точностью до не принципиальной константы имеют вид

$$\begin{aligned} \delta_{1,2} &= kLP_{[001]}T(r) \\ &\pm kLQ\sqrt{\frac{1+\xi^2\tan^2(2\varphi-2\Phi)}{1+\tan^2(2\varphi-2\Phi)}}\left(\frac{1}{r^2}\int_0^r r^2\frac{dT}{dr}dr\right), \\ \tan 2\Psi &= \xi \tan 2\varphi \text{ для ориентации [001],} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \delta_{1,2} &= kLP_{[111]}T(r) \pm kLQ\frac{1+2\xi}{3}\left(\frac{1}{r^2}\int_0^r r^2\frac{dT}{dr}dr\right), \\ \Psi &= \varphi \text{ для ориентации [111],} \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$Q = a_T \frac{n^3}{4} \frac{1+\sigma}{1-\sigma} (p_{11} - p_{12});$$

$$P_{[001]} = \frac{dn}{dT} - a_T \frac{n^3}{4} (1+\sigma) (p_{11} + p_{12});$$

$$P_{[111]} = P_{[001]} - \frac{\xi-1}{3} Q; \quad \xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}};$$

r, φ – цилиндрические координаты; Φ – угол поворота кристалла вокруг своей геометрической оси; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число прошедшего через кристалл излучения; a_T – коэффициент линейного расширения; n – показатель преломления кристалла; σ – коэффициент Пуассона; p_{ij} –

элементы тензора фотоупругих постоянных среды; L – длина цилиндра; T – температура кристалла. Величины P и Q называют термооптическими постоянными среды [19], величину ξ – параметром фотоупругой анизотропии. Как видно из (2), (3), постоянная P характеризует оптическую силу тепловой линзы, Q – двулучепреломление, а их отношение – астигматизм тепловой линзы [18].

Как следует из [28], аналогичные формулы справедливы и для активного элемента в виде диска. В случае плосконапряженных деформаций диска формулы (2) и (3) имеют тот же вид с заменой Q величиной $Q_{\text{disc}} = Q(1-\sigma)$.

Радиальный градиент температуры в активном элементе пропорционален величине $P_h/(kL)$ [18], где P_h – мощность тепла, выделившегося в кристалле, а k – коэффициент теплопроводности кристалла. С учетом (2), (3) получаем, что для определения термонаведенной деполяризации γ и параметров тепловой линзы необходимо знать пять ключевых параметров активного элемента: P_h, k, P, Q и ξ . Результаты измерений температурных зависимостей этих величин для кристалла Yb:YAG приводятся ниже.

3.1. Тепловыделение

Для вычисления термонаведенных искажений в активном элементе необходимо определить выделившуюся в нем тепловую мощность P_h . Долю мощности накачки P_{pump} , которая выделилась в кристалле в виде тепла, $\eta_h = P_h/P_{\text{pump}}$ можно описать следующим выражением [2]:

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{\text{mean}}} + \eta_{\text{las}} \frac{\lambda_p}{\lambda_{\text{las}}} \right], \quad (4)$$

где η_p – эффективность поглощения накачки; η_r – эффективность излучения с верхнего метастабильного уровня; η_{las} – часть инверсии, дающая вклад в лазерное излучение; λ_p и λ_{las} – длины волн накачки и лазерного излучения. Рассмотрим идеальный случай, когда излучение накачки полностью поглотилось ($\eta_p = 1$), существуют только радиационные переходы с верхнего метастабильного уровня ($\eta_r = 1$) и отсутствует лазерное излучение. В этом случае количество выделяемого в кристалле тепла определяется величиной λ_{mean} . Из рис.3,в видно, что λ_{mean} при охлаждении растет. Следовательно, η_h также будет расти и при накачке на $\lambda_p = 940$ нм составит 6.8% при комнатной температуре и 7.9% при температуре жидкого азота. Таким образом, при охлаждении до 77 К следует ожидать ~15%-ного роста тепловыделения. Если число индуцированных переходов значительно превышает число спонтанных, то тепловыделение в кристалле определяется квантовым дефектом $\lambda_p/\lambda_{\text{las}}$ и равно 8.7% при любой температуре кристалла.

Мы определяли η_h , измеряя термонаведенные поляризационные искажения в исследуемом кристалле [29]. Схема измерения представлена на рис.1,б. Кристалл с ориентацией [001], толщиной 0.6 мм и диаметром 10 мм помещался в медную втулку, через которую осуществлялся теплоотвод. На кристалл падал пучок излучения накачки с известным профилем интенсивности. Пробное излучение и излучение накачки с известными профилями интенсивности дважды проходили через кристалл. Оптический клин из полевого шпата (шпатовый клин) выделял деполяризованную составляющую пробного излучения. Мощность накачки не превышала 8 Вт, что исключало сильный нагрев кристалла.

Теоретический расчет деполяризации проводился с помощью программного кода, описанного в [30]. Зная термооптическую постоянную Q ($5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ [6, 8, 18]) и коэффициент теплопроводности κ , мы подобрали такое η_h , при котором результаты эксперимента и расчета совпадают. В исследуемом образце $\eta_h = 6.5\%$, что близко к теоретическому значению (6.8%). Точность такой методики измерения тепловыделения довольно высока (погрешность менее 5% [29]), однако она зависит от точности определения κ . Расчет тепловыделения выполнен для коэффициента теплопроводности, измеренного для наших кристаллов (см. ниже). При температуре 77 К величина η_h не измерялась. В дальнейшем будем считать, что она выросла до 7.6% согласно уравнению (4) и рис.3,в.

3.2. Теплопроводность

Коэффициент теплопроводности является важной характеристикой любой активной среды мощных лазеров. Влияние легирования на теплопроводность кристалла Yb:YAG исследовано в [7, 14, 31]. Нам удалось найти несколько работ [7, 31, 32], в которых были измерены зависимости коэффициента теплопроводности κ от температуры для этого кристалла. Анализируя эти результаты, можно подобрать формулу для вычисления κ в зависимости от температуры и степени легирования, которая удовлетворительно описывает данные указанных работ (рис.4):

$$\kappa(T, C_{Yb}) = AT + B(C_{Yb})T^{-1} + C(C_{Yb})T^{-2}, \quad (5)$$

где $A = 0.006 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$; $B(C_{Yb}) = 1400 - 10C_{Yb}$; $C(C_{Yb}) = 9 \times 10^5 / (2 + C_{Yb})$ ($B(C_{Yb})$ измеряется в $\text{Вт}/\text{м}$, $C(C_{Yb})$ – в $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}$); C_{Yb} – степень легирования в атомарных процентах. Формула (5) при $80 \text{ К} < T < 350 \text{ К}$ и $0 < C_{Yb} < 30\%$ хорошо описывает экспериментальные данные. Коэффициент теплопроводности κ ионного кристалла при низких температурах определяется длиной свободного пробега акустического фона в среде [33], т. е. зависит от количества примесей и качества кристаллической решетки, на что влияет метод выращивания кристалла. Так, для кристалла TGG, выращенного из расплава, не наблюдается зависимости κ от температуры в диапазоне 80–300 К, в то время как для кристалла, выращенного из раствора, κ увеличивается в два раза [33]. Из рис.4 видно, что коэффициент

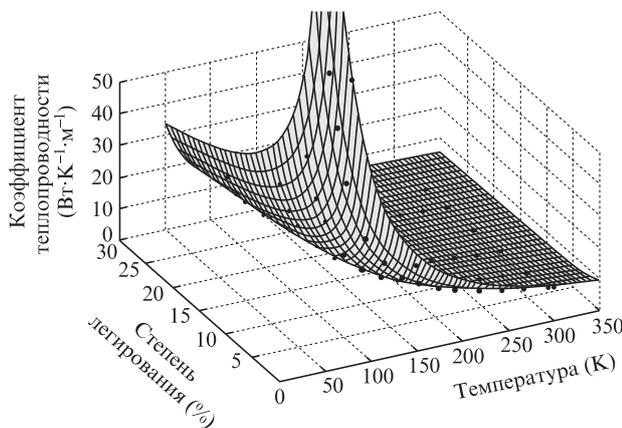


Рис.4. Экспериментальная [10, 19, 36, 37] (точки) и рассчитанная по формуле (5) зависимости коэффициента теплопроводности кристалла Yb:YAG от температуры и степени легирования.

теплопроводности кристалла Yb:YAG значительно уменьшается при увеличении степени легирования, и этот эффект проявляется сильнее при криогенных температурах.

В настоящей работе также был измерен коэффициент теплопроводности исследуемых кристаллов в зависимости от температуры. Результаты измерений при $T = 300 \text{ К}$ близки к результатам расчета по формуле (5) ($\kappa = 5 \pm 1.5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$). В то же время для образцов наблюдалось лишь небольшое увеличение κ при охлаждении. В дальнейшем будем считать, что в диапазоне температур 80–300 К коэффициент теплопроводности, измеренный с погрешностью $\pm 20\%$ для наших образцов, не зависит от температуры. Это можно объяснить наличием большого количества примесей, фрагментов исходных фаз в образцах и плохим качеством кристаллографической решетки.

3.3. Термооптические константы Q и P , параметр ξ

Для измерения зависимости термооптической постоянной Q и параметра фотоупругой анизотропии ξ использовались методики работ [19, 34]. Были проведены измерения деполяризации в кристалле Yb:YAG, легированном ионами Yb с концентрацией 10%, с ориентацией кристаллографических осей [001]. В этом случае деполяризация зависит от угла между одной из кристаллографических осей и направлением поляризации пробного излучения. При повороте кристалла вокруг своей геометрической оси (меняя угол Φ) можно получить максимальную ($\gamma_{[001]}^{\max}$) или минимальную ($\gamma_{[001]}^{\min}$) деполяризацию, причем $\gamma_{[001]}^{\max} / \gamma_{[001]}^{\min} = \xi^2$ [24].

Методика измерения деполяризации описана выше. Отметим только, что изменение направления поляризации пробного излучения для достижения минимума и максимума деполяризации осуществлялось с помощью пластинки $\lambda/2$, помещенной между кристаллом и шпатовым клином. Мощность накачки, при которой проводились измерения, не превышала 10 Вт, а ее длина волны была выбрана такой ($\sim 938 \text{ нм}$), что поглощение излучения накачки не зависело от температуры. Теплоотвод осуществлялся через боковую поверхность диска, поскольку при торцевом отводе тепла термонаведенная деполяризация была слишком мала. Согласно рис.3,в и формуле (4), тепловыделение увеличивается на 15% при охлаждении кристалла до 77 К, что было учтено в расчетах. Отметим также, что в эксперименте кристалл мог нагреваться выше той температуры, которую показывал термодатчик. Для оценки этого нагрева в течение всего эксперимента регистрировалось изменение спектра люминесценции. Используя зависимость на рис.3,а как калибровочную, мы оценили среднюю температуру кристалла в области поглощения накачки. Измерения показали, что температура кристалла примерно на $40 \pm 5 \text{ К}$ превышала показания термодатчика во всем диапазоне измерений (80–300 К).

На рис.5,а приведена зависимость термонаведенной деполяризации, соответствующей максимуму ($\gamma_{[001]}^{\max}$) и минимуму ($\gamma_{[001]}^{\min}$) деполяризации, от температуры кристалла. Зная тепловыделение в кристалле и зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, по формулам (2), (3) нетрудно вычислить термооптическую постоянную Q и параметр фотоупругой анизотропии ξ (рис.5,б, в).

Из рис.5,г видно, что измеренная зависимость $Q(T)$ совпадает с зависимостью от температуры коэффициента линейного расширения. Учитывая, что коэффициент Пуассона и показатель преломления очень слабо зависят от температуры, можно считать, что разность $p_{11} - p_{12}$ не

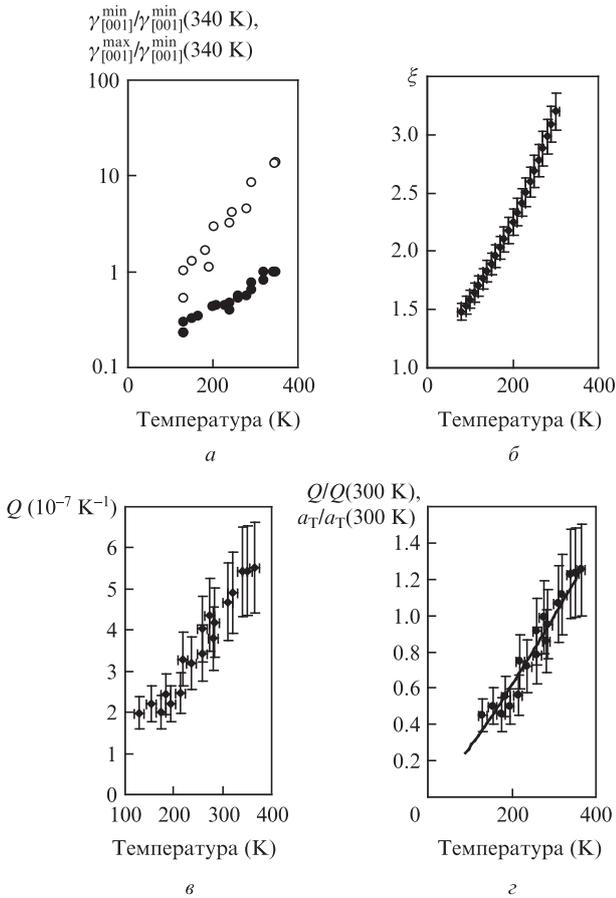


Рис.5. Зависимости от температуры нормированных деполаризаций $\gamma_{[001]}^{\max}/\gamma_{[001]}^{\min}(340\text{ K})$ (○) и $\gamma_{[001]}^{\min}/\gamma_{[001]}^{\min}(340\text{ K})$ (●) (а), параметра фотоупругой анизотропии ξ (б), термооптической константы Q (в), а также нормированных коэффициента линейного расширения a_T [9] (сплошная кривая) и термооптической константы Q (точки) (г).

зависит от температуры (см. формулы (2) и (3)). В этом случае изменение ξ происходит в результате изменения p_{44} . Кроме того, поскольку p_{11} в кристалле YAG в 10 раз больше p_{12} , то разумно предположить, что и сумма $p_{11} + p_{12}$ не изменяется значительно в диапазоне температур 80–300 К. Тогда, используя зависимости dn/dT и a_T от температуры из работы [6], можно построить зависимость параметра P от температуры (рис.6). Из рис.6 видно, что при охлаждении кристалла, во-первых, параметр P (а следовательно, и оптическая сила тепловой линзы) существенно уменьшается, а во-вторых, вклад фотоупругого эффекта становит-

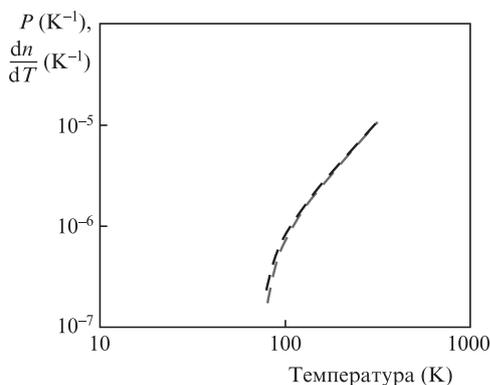


Рис.6. Зависимости от температуры термооптической константы P (серая кривая) и dn/dT (черная кривая).

ся соизмеримым со вкладом температурной зависимости показателя преломления. Кроме того, при $T < 100\text{ K}$ значения P и Q оказываются сравнимыми, что означает сильный астигматизм тепловой линзы.

Для расчета фазовых искажений в общем случае необходимо также учитывать влияние на показатель преломления степени инверсии среды (так называемой электронной линзы) [35]. При комнатной температуре этим эффектом можно пренебречь, если плотность мощности накачки значительно меньше плотности мощности насыщения, что обычно выполняется для лазеров с высокой средней мощностью. Если инвертировано 17% от общего числа легированных ионов в кристалле Yb:YAG с толщиной 600 мкм и диаметром области с инверсией населенности 6 мм, то фокусное расстояние электронной линзы составит 450 м [29]. Это значение существенно больше фокусного расстояния тепловой линзы в кристалле при непрерывной накачке даже при криогенных температурах [29]. С другой стороны, влияние электронной линзы может оказаться определяющим при импульсной накачке с небольшой частотой повторения импульсов [36].

4. Заключение

В настоящей работе приведены все необходимые зависимости материальных констант кристалла Yb:YAG для расчета параметров усиления, поляризационных и фазовых искажений излучения. Часть результатов получена впервые, другая часть уточнена либо повторена и находится в хорошем соответствии с результатами других работ. Охлаждение кристалла Yb:YAG действительно приводит к улучшению лазерных и тепловых характеристик кристалла. Сечение усиления увеличивается и становится сравнимым с таковым для кристалла Nd:YAG, а ширина линии усиления уменьшается до 1.3 нм, что достаточно для усиления пикосекундных импульсов. Максимум сечения усиления сдвигается в коротковолновую область, что необходимо учитывать при усилении сигнала в криогенных усилителях. Также при охлаждении увеличивается квантовый дефект лазера на кристалле Yb:YAG, что может привести к увеличению тепловыделения в активном элементе. Увеличение коэффициента теплопроводности и уменьшение термооптических констант P и Q позволяют значительно увеличить тепловую нагрузку на активный элемент. Уменьшение параметра термооптической анизотропии вызывает ослабление зависимости поляризационных искажений от ориентации кристалла. При температурах, близких к 80 К, величины Q и P становятся сравнимыми, что приводит к увеличению астигматизма тепловой линзы.

Авторы благодарят за предоставленные образцы И.А.Иванова и А.М.Бульканова.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля: источники и приложения» и гранта РФФИ № 08-02-99044-р_офи.

1. Krupke W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1287 (2000).
2. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
3. Giesen A., Hugel H., Voss A., Wittig K., Brauch U., OPOWER H. *J. Appl. Phys.* **58**, 365 (1994).
4. Dong J., Bass M., Mao Y., Gan P.D.F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1975 (2003).
5. Brown D.C., Cone R.L., Sun Y., Equall R.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 604 (2005).
6. Fan T.Y., Daney J.L. *Appl. Opt.*, **37**, 1635 (1998).

7. Bourdet G.L., Yu H. *Appl. Opt.*, **46**, 6033 (2007).
8. Brown D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 2383 (1998).
9. Fan T.Y., Crow T., Hoden B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3381**, 200 (1998).
10. Brown D.C. US Patent 6195372 (2001).
11. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., Kawashima T., Izawa Y. *Appl. Phys. B*, **80**, 635 (2005).
12. Ripin D.J., Ochoa J.R., Agarwal R.L., Fan T.Y. *Opt. Lett.*, **29**, 2154 (2004).
13. Bruesselbach H.W., Sumida D.S., Reeder R.A., Vyren R.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 105 (1997).
14. Patel F.D., Honea E.C., Speth J., Payne S.A., Hutcheson R., Equall R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 135 (2001).
15. Casagrande O., Deguil-Robin N., Garrec B.L., Bourdet G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 206 (2007).
16. He X., Zhao G., Xu X., Zeng X., Xu J. *Chin. Opt. Lett.*, **5**, 295 (2007).
17. Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Иванов И.А. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 120 (2005).
18. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
19. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41**, 483 (2002).
20. Снетков И.Л., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 633 (2007).
21. Mukhin I.B., Palashov O.V., Snetkov I.L., Khazanov E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6610**, 66100N (2007).
22. Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 59750G (2006).
23. Сомс Л.Н., Тарасов А.А., Шашкин В.В. *Квантовая электроника*, **7**, 619 (1980).
24. Massey G.A. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 213 (1970).
25. Foster J.D., Osterink L.M. *J. Appl. Phys.*, **41**, 3656 (1970).
26. Koechner W. *Appl. Opt.*, **9**, 1429 (1970).
27. Koechner W., Rice D.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 557 (1970).
28. Митькин В.М., Щавелев О.С. *Опт.-мех. пром.*, **9**, 26 (1973).
29. Палашов О.В., Хазанов Е.А., Мухин И.Б., Смирнов А.Н., Миронов И.А., Дукельский К.В., Гарибин Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 943 (2009).
30. Вяткин А.Г., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 814 (2009).
31. Tokita S., Kawanaka J., Izawa Y., Fujita M., Kawashima T. *Techn. Dig. Conf. «Advanced Solid-State Photonics»* (Incline Village, Nevada, USA, 2006, TuB16).
32. Wang B., Jiang H., Jia X., Zhang Q., Sun D., Yin S. *Front. Optoelectron. China*, **1** (1-2), 138 (2008).
33. Slack G.A., Oliver D.W. *Phys. Rev. B*, **4**, 592 (1971).
34. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41**, 483 (2002).
35. Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. *Квантовая электроника*, **33**, 861 (2003).
36. Антипов О.Л., Анашкина Е.А., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **39**, 1131 (2009).