

Светлой памяти Валентина Георгиевича Дмитриева посвящается

Функциональные возможности нелинейных кристаллов для преобразования частоты лазерного излучения: двухосные кристаллы

Ю.М.Андреев, Ю.Д.Арапов, С.Г.Гречин, И.В.Касьянов, П.П.Николаев

Представлены методика и результаты комплексного анализа фазосинхронных и нелинейных свойств двухосных кристаллов всех точечных групп симметрии, определяющих функциональные возможности этих кристаллов для решения различных задач нелинейно-оптического преобразования частоты лазерного излучения.

Ключевые слова: нелинейно-оптические кристаллы, преобразование частоты, двухосные кристаллы.

В работе [1] представлена методика комплексного анализа функциональных возможностей нелинейных кристаллов при решении различных задач преобразования частоты. В основе методики лежит определение зависимости максимального значения коэффициента эффективной нелинейности d_{eff} вдоль направлений фазового синхронизма (ФС) от длин волн лазерного излучения в диапазоне прозрачности кристалла. Наличие ФС для заданных длин волн и величина d_{eff} являются одними из основных параметров, определяющих потенциальные возможности использования кристалла при решении прикладных задач генерации излучения суммарных и разностных частот. Для различных комбинаций длин волн определяются область ФС и максимальные значения d_{eff} , которые могут быть получены для кристалла. Эти результаты позволяют найти длины волн, на которых имеют место не критичные по углам (НКУС) и частоте (НКЧС) синхронизмы. Одним из достоинств предложенного метода является качественное и количественное определение функциональных возможностей новых кристаллов, число которых постоянно увеличивается. Кроме того, этот метод позволяет выполнить оперативное сравнение параметров различных кристаллов при решении практических задач. В работе [1] представлены результаты, полученные с помощью этого метода для одноосных кристаллов различных точечных групп симметрии для всех типов взаимодействия. В продолжение [1] в настоящей работе представлены аналогичные результаты для двухосных кристаллов.

В настоящее время наибольшее практическое применение находят более 20 двухосных нелинейных кристаллов четырех точечных групп симметрии, которые обладают рядом качественных отличий от одноосных кри-

сталлов. В табл.1 приведен список кристаллов и соответствующие им точечные группы симметрии. Для одноосных кристаллов связь между кристаллооптической (КО) и кристаллофизической (КФ) системами координат неизменно во всем диапазоне прозрачности. Распределение $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ определяется видом тензора нелинейной восприимчивости d_{ijk} и соотношениями между его коэффициентами. Так, например, для одноосного кристалла KDP (точечная группа 42m) и изоморфных ему кристаллов распределения $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ имеют аналогичный вид [1]. У кристаллов ВВО и LiNbO₃ (точечная группа 3m) различия в распределениях $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ обусловлены значительными различиями между коэффициентами тензора d_{ij} [1].

У двухосных кристаллов (табл.1) во всем диапазоне прозрачности связь между системами координат может

Табл.1.

Точечная группа	Соответствие между кристаллооптической и кристаллофизической системами координат	Кристалл
	$XYZ \leftrightarrow abc$	BNN (Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅), KB5 (KB ₅ O ₈ ·4H ₂ O), KTA (KTiOAsO ₄), KTP (KTiOPO ₄), RTA (RbTiOAsO ₄), RTP (RbTiOPO ₄), CTA (CsTiOAsO ₄)
mm2	$XYZ \leftrightarrow acb$	LBO (LiB ₃ O ₅)
	$XYZ \leftrightarrow bac$	KN (KNbO ₃), LIS (LiInS ₂), LISe (LiInSe ₂), LGS (LiGaS ₂) при $\lambda < 6.5$ мкм, LGSe (LiGaSe ₂) при $\lambda < 8$ мкм
	$XYZ \leftrightarrow bca$	MgBaF ₄ , LGS (LiGaS ₂) при $\lambda > 6.5$ мкм, LGSe (LiGaSe ₂) при $\lambda > 8$ мкм
222	$XYZ \leftrightarrow bca$	α -Iodic Acid (α -HIO ₃), LRB4 (LiRbB ₄ O ₇)
	$XYZ \leftrightarrow cab$	CBO (CsB ₃ O ₅)
2	$X b, Z^{\wedge}a = 31^{\circ}, Y^{\wedge}c = 15.2^{\circ}$	BIBO (BiB ₃ O ₆)
	$Y b, Z^{\wedge}a = 46.03^{\circ}, X^{\wedge}c = 47.5^{\circ}$	LCB (La ₂ CaB ₁₀ O ₁₉)
m	$Y b, Z^{\wedge}a = 27.2^{\circ}, X^{\wedge}c = 19.2^{\circ}$	GdCOB (GdCa ₄ O(BO ₃) ₃)
	$Y b, Z^{\wedge}a = 24.7^{\circ}, X^{\wedge}c = 13.5^{\circ}$	YCOB (YCa ₄ O(BO ₃) ₃)

Ю.М.Андреев. Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 10/3; Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3

Ю.Д.Арапов, И.В.Касьянов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е.И.Забаякина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13, а/я 245

С.Г.Гречин, П.П.Николаев. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1; e-mail: gera@bmstu.ru

Поступила в редакцию 16 июня 2016 г.

быть произвольной. Это наиболее хорошо видно, например, для кристаллов точечной группы $mm2$. Такая связь между КФ и КО системами приводит к тому, что в КО системе координат, в которой традиционно рассматриваются все фазосинхронные свойства кристаллов, распределения $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ будут иметь иной вид, чем в КФ системе, что наглядно показывают результаты, представленные в табл.2 для пространственных распределений $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ наиболее распространенных двухосных кристаллов.

В отличие от одноосных кристаллов, которые в соответствии с величиной разности главных значений показателей преломления n_Z и $n_Y = n_X$ подразделяются на положительные и отрицательные, в двухосных кристаллах принято выбирать оси КО системы из условия $n_Z > n_Y > n_X$. Необходимо отметить, что это условие выполняется для подавляющего большинства кристаллов во всем спектральном диапазоне их прозрачности. Однако имеются исключения, когда любое из этих неравенств при изменении длин волн может меняться на противоположное.

Смена знака неравенства для показателей преломления n_Z , n_Y и n_X означает, что существует длина волны, для которой соответствующие показатели преломления рав-

ны, и кристалл фактически становится одноосным: угол V_Z между оптической осью и осью Z равен нулю (это эквивалентно изменению взаимной ориентации между КО и КФ системами координат. Например, для кристаллов LGS (LiGaS_2) и LGSe (LiGaSe_2) (см. табл.1) изменение знаков неравенств для показателей преломления происходит на длинах волн 6.5 и 8 мкм соответственно. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением кристаллов, для которых $n_Z > n_Y > n_X$.

Еще одной особенностью двухосных кристаллов является то, что КФ система координат для точечных групп 2 и m , входящих в моноклинную сингонию, не ортогональна, а углы между главными осями зависят как от длин волн, так и от температуры кристалла. Это приводит к следующему. Двухосные кристаллы точечных групп симметрии $mm2$ и 222 , как и все одноосные, имеют плоскости симметрии, что определяет симметрию распределений $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ относительно главных плоскостей кристалла (XY , XZ и YZ). Поэтому, например, для срезов кристаллов с φ_{phm} и $-\varphi_{\text{phm}}$ (в плоскости XY , $\theta = 90^\circ$) фазосинхронные и нелинейные свойства одинаковы. Для кристаллов точечных групп 2 и m это не выполняется.

На рис.1 и 2 приведены распределения показателя качества кристалла $FOM_2 = d_{\text{eff}}^2/n^3$ (FOM – figure of merit, n – показатель преломления), характеризующего процесс преобразования частоты для ssf - и fsf -типов взаимодействия по интенсивности [2, 3] некоторых двухосных кристаллов. При расчетах использовались данные о показателях преломления и коэффициентах тензора нелинейной восприимчивости из [4].

Характер распределений $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ определяется дисперсионной зависимостью показателей преломления, а также точечной группой симметрии кристалла. Сплошными кривыми показаны изолинии длин волн λ_3 , которые получаются для заданной комбинации λ_1 и λ_2 ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ – длины волн, взаимодействующих в процессе преобразования частоты, $1/\lambda_1 + 1/\lambda_2 = 1/\lambda_3$). Здесь и далее за пределами спектрального диапазона прозрачности и существования фазового синхронизма поле для большей наглядности представлено белым цветом. В силу принятого соотношения $\lambda_1 \geq \lambda_2$, распределения представлены для длин волн, лежащих ниже линии $\lambda_1 = \lambda_2$, соответствующей ГВГ.

На рис.1 и 2 штриховыми линиями показаны диапазоны прозрачности кристаллов, а штрих-пунктирными – диапазоны длин волн, которые авторы публикаций определили границами применимости полученных уравнений Селлмейера. Для кристалла КТР особый характер зависимости $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ в области максимальных значений длин волн определяется, очевидно, неточностью уравнений Селлмейера [5] в этом диапазоне. Максимальные значения $FOM_{2\text{max}}$ распределений $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ и соответствующие им значения $d_{\text{eff max}}$ и $FOM_{2\text{max}}$ приведены в табл.3.

Для двухосных кристаллов можно выделить те же общие закономерности распределений FOM_2 , что и для одноосных [1], заключающиеся в существовании областей, где $FOM_{2\text{max}}$ имеют наибольшее значение. Эти области ограничены как диапазонами прозрачности кристалла, так и отсутствием фазового синхронизма ($\Delta k \neq 0$). Например, в кристалле LBO наибольшее значение FOM_2 можно получить для ssf - и sff -типов взаимодействия при ГВГ в диапазоне длин волн $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.1 - 1.6$ мкм, для fsf -типа – при генерации суммарной частоты (ГСЧ) в диапазонах длин волн $\lambda_1 = 1.2 - 3.2$ мкм и $\lambda_2 = 1.3 - 1.4$ мкм. Как и для одноосных кристаллов, излучение с минимальной длиной волны

Табл.2. Распределения $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$ для некоторых двухосных кристаллов*.

Точечная группа, соответствие между КО и КФ системами координат	Тип взаимодействия	
	ssf	fsf, sff
mm2 XYZ ↔ abc (КТР)		
mm2 XYZ ↔ acb (LBO)		
mm2 XYZ ↔ bac (LIS)		
222 XYZ ↔ cab (CBO)		

* Все распределения (табл.2 и рис.1, 2, 4–7, 9, 10) в цветном варианте приведены на сайте «Квантовой электроники» <http://www.quantum-electron.ru>.

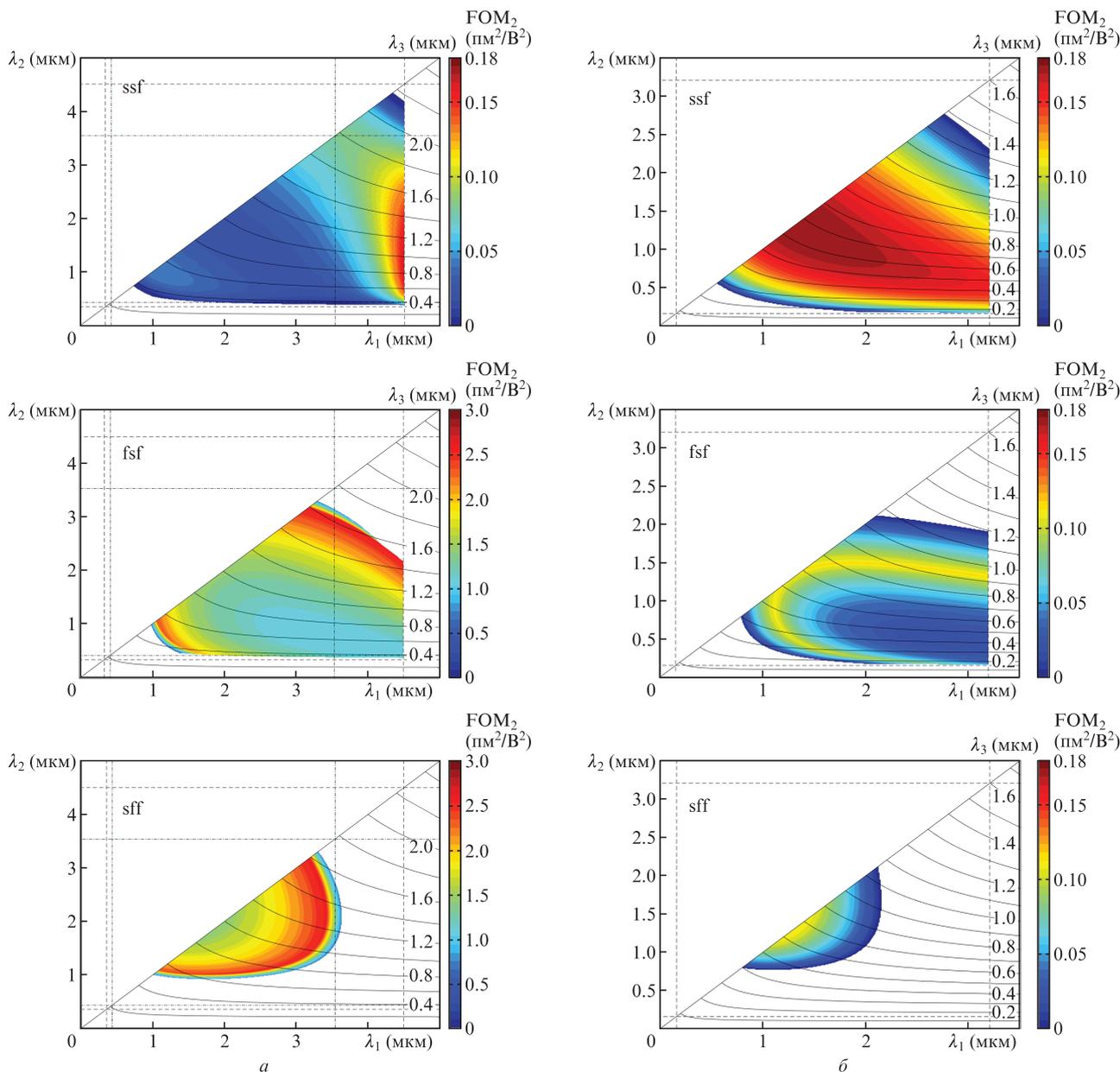


Рис.1. Распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для кристаллов КТР (mm2, $XYZ \leftrightarrow abc$) (а) и LBO (mm2, $XYZ \leftrightarrow acb$) (б).

может быть получено при ГСЧ для ssf- и fsf-типов взаимодействия, а область ФС минимальна для sff-типа взаимодействия.

У всех кристаллов, указанных в табл.1, имеются значительные различия в распределениях $d_{eff}(\varphi, \theta)$ (табл.2) и в максимальных значениях FOM_{2max} (табл.3) для ssf- и sff- (fsf-) типов взаимодействия. Максимальные значения $d_{eff max}$ у этих кристаллов для ssf-типа взаимодействия лежат в окрестности оптической оси. Однако величина

Табл.3. Максимальные значения $d_{eff max}$ и FOM_{2max} для некоторых двухосных кристаллов.

Кристалл	$d_{eff max}$ (пм/В)		FOM_{2max} (пм²/В²)		
	ssf	fsf, sff	ssf	fsf	sff
КТР	0.87	3.3	0.171	2.628	2.625
LBO	0.85	0.784	0.177	0.117	0.115
LIS	4.8	6.2	1.946	3.503	3.328
СВО	1.08	1.08	0.303	0.328	0.327

FOM_{2max} определяется как значением $d_{eff max}$, так и возможностью реализации ФС, направление которого в плоскости XZ должно быть наиболее близким к области, в которой реализуется $d_{eff max}$. У кристалла LIS для ssf-типа взаимодействия в окрестности оптической оси значение d_{eff} соизмеримо с тем, которое имеет место для sff- и fsf-типов. В этом случае значения FOM_{2max} для всех типов взаимодействия оказываются соизмеримыми (табл.3). У кристалла КТР в окрестности оптической оси $d_{eff max}$ невелико, что определяет и малое значение FOM_{2max} (табл.3). Кроме того, у двухосных кристаллов, в отличие от одноосных, $d_{eff}(\varphi, \theta)$ зависит от всех длин волн взаимодействующего в среде излучения, поскольку это распределение зависит от угла V_Z , изменение которого определяется дисперсией показателей преломления.

Значительное отличие двухосных кристаллов от одноосных проявляется при реализации НКУС. Некритичный по углу синхронизм всегда имеет место в плоскости XY ($\theta = 90^\circ$) для всех типов взаимодействия, что определя-

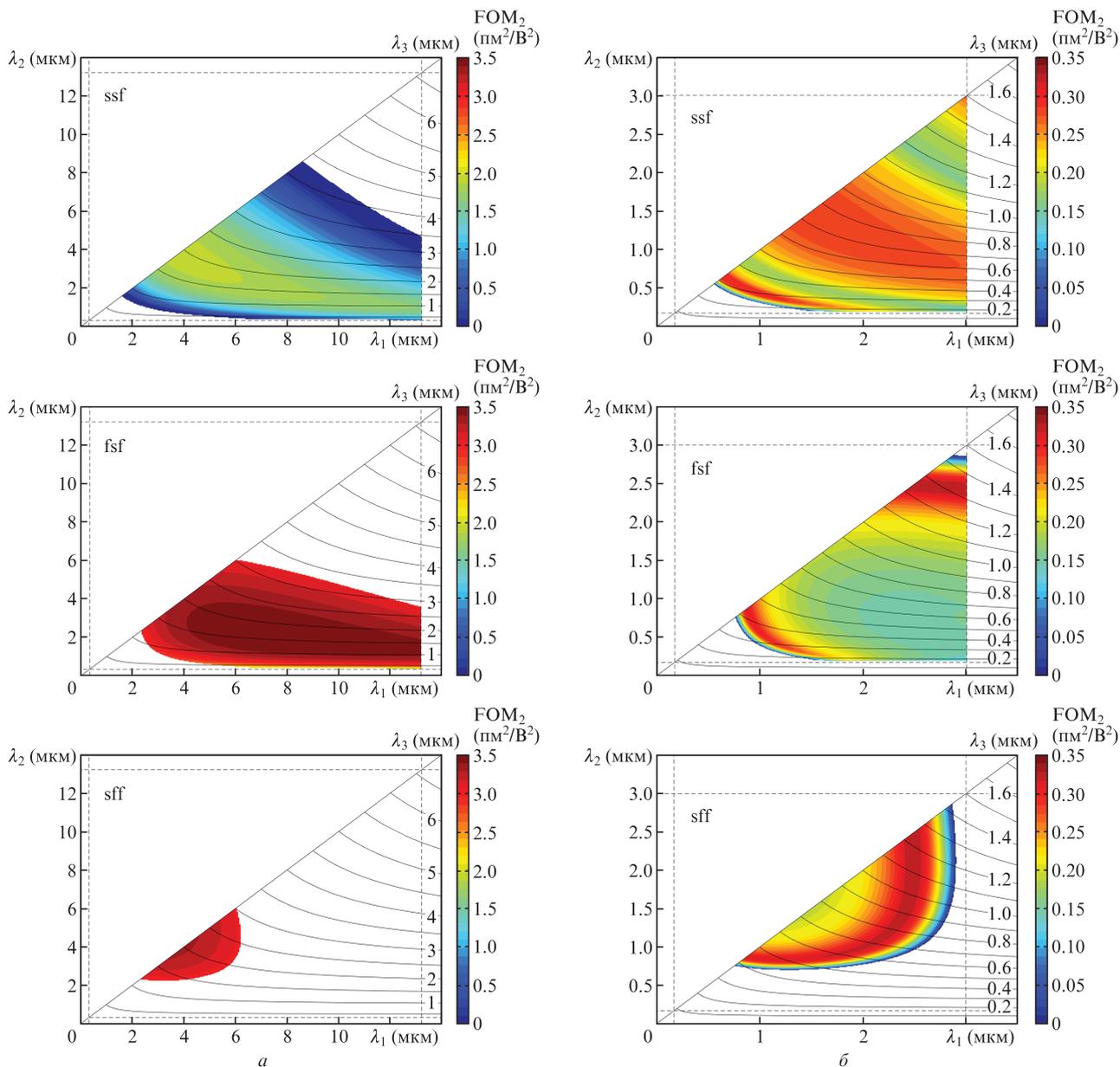


Рис.2. Распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для кристаллов LIS (mm2, $XYZ \leftrightarrow bac$) (a) и CBO (222, $XYZ \leftrightarrow cab$) (б).

ется осесимметричным распределением показателей преломления в одноосных кристаллах. Это реализуется на комбинациях длин волн λ_1, λ_2 и λ_3 , соответствующих границе диапазона ФС.

В двухосных кристаллах ситуация другая. Для ssf-типа взаимодействия на границе диапазона длин волн, в пределах которого существует фазовый синхронизм, НКУС всегда реализуется вдоль оси Y [6–8]. Диаграммы направлений ФС, показывающие переходы между его различными распределениями для всех типов взаимодействия, представлены на рис.3 [6]. Внешняя граница контура распределения для взаимодействия ssf-типа на рис.1, аналогично одноосным кристаллам, соответствует НКУС для этого типа. Характер изменения конуса направлений ФС для ssf-типа взаимодействия таков [6–8], что при изменении длины волны НКУС будет последовательно реализовываться вдоль оси X (переход 0–1–2) или Z (переход 0–1–3) (рис.3,a). Эти оси соответствуют НКУС. Принципиально возможно, что режим НКУС будет существовать одновременно вдоль двух этих осей (переход 0–1–4).

При переходе направления ФС от одной главной оси к другой он будет критичным по одной угловой координате и некритичным по другой, а угловые ширины синхронизма будут различны [9].

Для sff- и fsf-типов взаимодействия НКУС может иметь место на границе диапазона ФС вдоль как главной оси Y (переход 0–1), так и главной оси X (переход 0–5) (рис.3,б). Эта возможность определяется соотношениями между показателями преломления даже при выполнении условия $n_Z > n_Y > n_X$ [6–8]. В случае, когда ФС появляется вдоль оси X , при дальнейшем изменении длин волн λ_1 и λ_2 он будет последовательно реализовываться вдоль оси Y (переход 0–5–2, рис.3,б) и далее вдоль оси Z (переход 2–4, рис.3,б). При появлении его вдоль оси Y характер переходов аналогичен тому, который имеет место для ssf-типа взаимодействия. Однако необходимо отметить, что появление ФС (на одной границе его диапазона) вдоль оси X или Y не говорит о том, что он будет в обратном порядке происходить на другой его границе (возможны переходы 0–5–2–1–0, 0–5–2–4–1–0 или 0–5–2–4–3–0) [6–8].

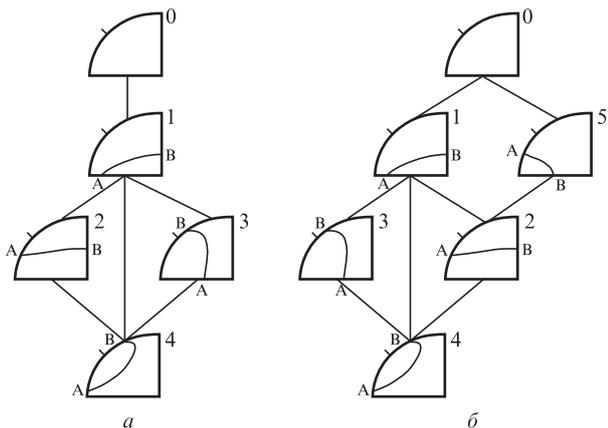


Рис.3. Основные конфигурации направлений ФС для ssf- (а) и fsf-, sff- (б) типов взаимодействия [6–8].

Все сказанное выше рассмотрим на примере кристалла LBO (рис.4). На этом рисунке представлены зависимости, определяющие значения λ_1 и λ_2 , при которых реализуется НКУС для ssf-типа взаимодействия вдоль оси X при различных температурах кристалла LBO. Сохранение направления ФС вдоль оси X при изменении длин волн согласуется с переходами на диаграмме рис.3,а. При увеличении температуры происходит значительное изменение комбинаций длин волн, при которых имеет место НКУС. Штриховые линии на рис.4, пересекающие оси λ_1 и λ_2 в точках $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.0642$ мкм (ГВГ), и точка их пересечения соответствуют реализации НКУС для ssf-типа взаимодействия, широко используемого на практике. Отвечающие этому случаю распределения $d_{\text{эф}}(\varphi, \theta)$ и направлений ФС показаны на рис.5.

На рис.6 представлены зависимости, определяющие значения λ_1 и λ_2 , при которых реализуется НКУС в кристалле LBO для всех типов взаимодействия при комнатной температуре. Во всем диапазоне изменения длин волн для ssf-типа взаимодействия ФС при ГВГ ($\lambda_1 = \lambda_2$) появляется вдоль оси Y ($\lambda_1 = \lambda_2 = 0.554$ мкм), далее вдоль оси Z ($\lambda_1 = \lambda_2 = 0,687$ мкм), оси X ($\lambda_1 = \lambda_2 = 1.212$ и 1.408 мкм), оси Z ($\lambda_1 = \lambda_2 = 2,2888$ мкм) и снова на границе вдоль оси Y ($\lambda_1 = \lambda_2 = 2.913$ мкм). Это соответствует переходам 0 – 1 – 3 – 4 – 3 – 1 – 0 на рис.3,а. В общем случае НКУС вдоль оси X может не достигаться. Максимальный диапазон длин волн режима НКУС имеет место при ГВГ. Для

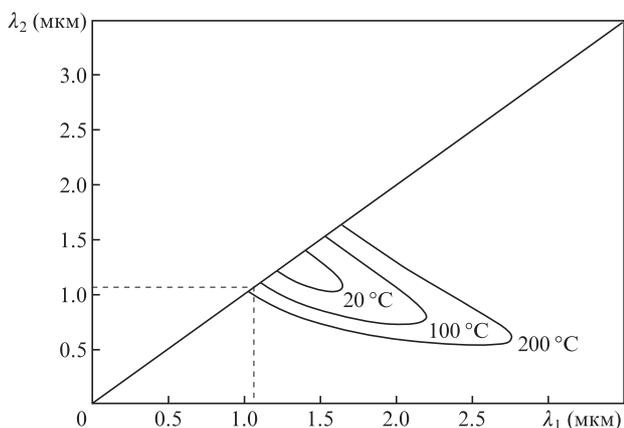


Рис.4. Зависимости, определяющие значения λ_1 и λ_2 , при которых реализуется НКУС для ssf-типа взаимодействия вдоль оси X при различных температурах кристалла LBO.

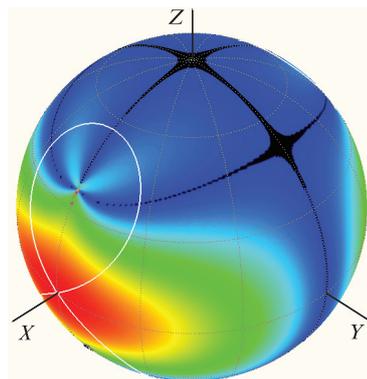


Рис.5. Распределения $d_{\text{эф}}(\varphi, \theta)$ и направлений ФС для взаимодействия ssf-типа при НКУС вдоль оси X в кристалле LBO.

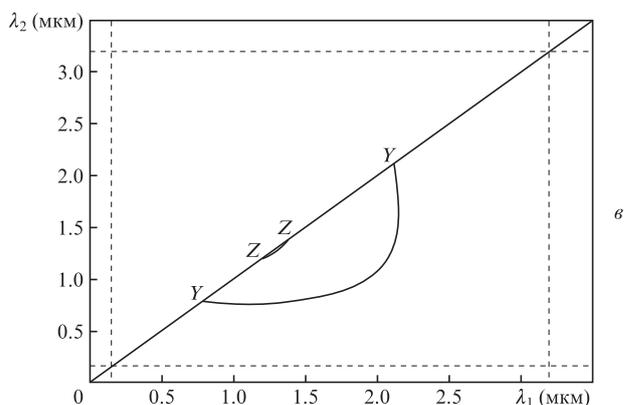
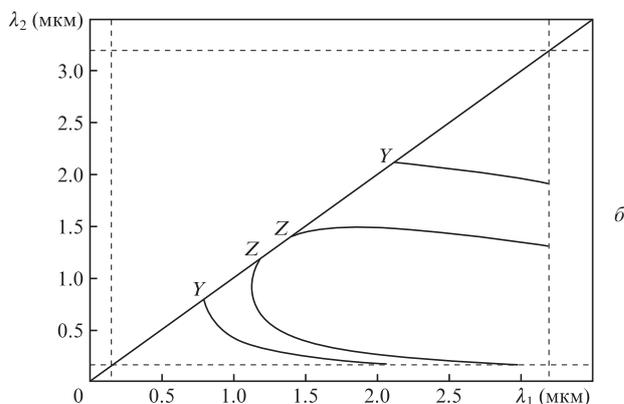
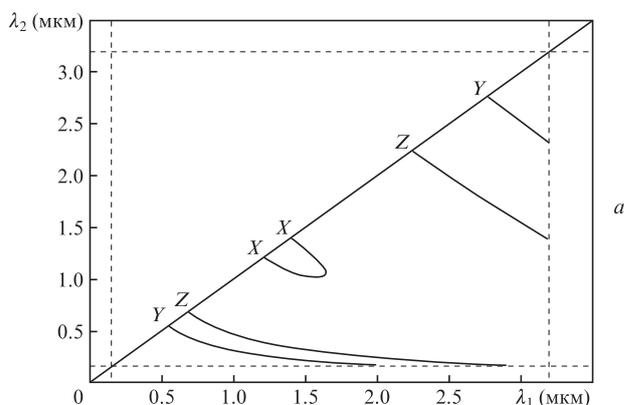


Рис.6. НКУС для ssf- (а), fsf- (б) и sff- (в) типов взаимодействия вдоль всех главных осей при комнатной температуре кристалла LBO.

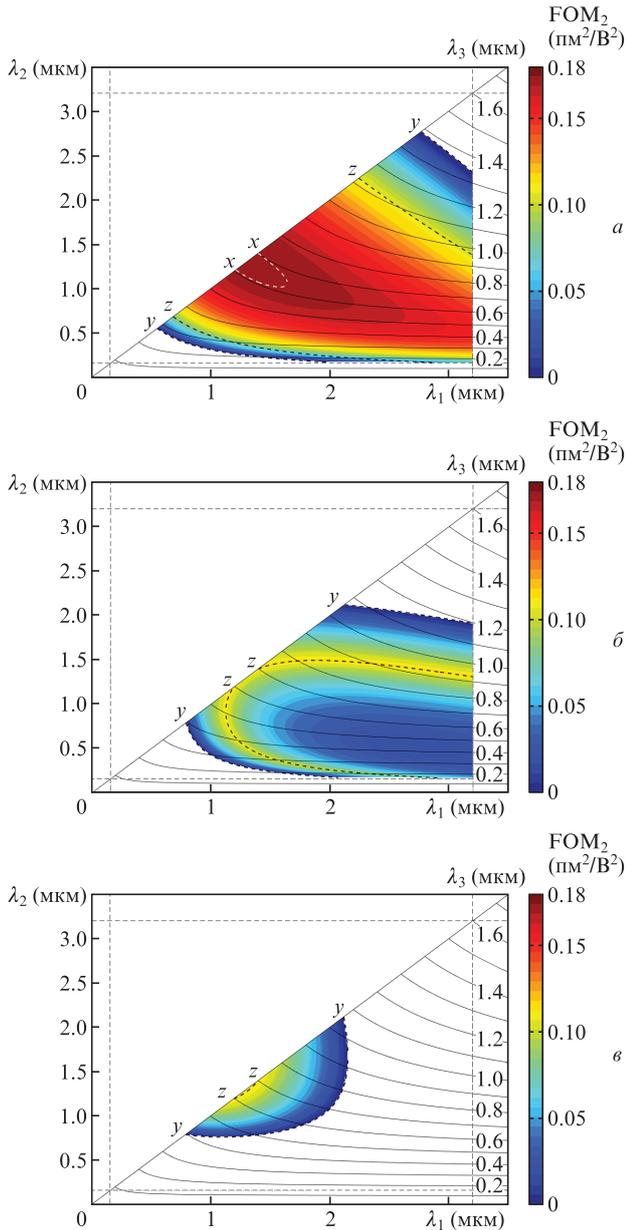


Рис.7. Распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ и зависимости, определяющие значения λ_1, λ_2 , при которых реализуется НКУС, для sff- (а), fsf- (б) и sff- (в) типов взаимодействия (кристалл LBO).

fsf-типа взаимодействия НКУС вдоль оси X отсутствует. Аналогичная ситуация имеет место и для sff-типа, но в этом случае НКУС вдоль оси Z существует в ограниченном диапазоне длин волн.

Совместные распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ и значения λ_1, λ_2 , при которых реализуется НКУС для всех типов синхронизма для кристалла LBO представлены на рис.7. Распределения $d_{eff}(\varphi, \theta)$ для sff-типа взаимодействия (табл.2) показывают, что существует максимальное значение d_{effmax} вдоль оси X, и именно для этого направления наибольший практический интерес представляет режим НКУС. Он реализуется в достаточно большом диапазоне длин волн. Для sff- и fsf-типов взаимодействия d_{effmax} достигается вдоль оси Z (см. табл.2), что соответствует направлению НКУС. Изменение направлений ФС fsf-типа с длиной волны происходит между элементами рис.3,б в последовательности 0–1–3–1–0. Отсюда следует, что на распределении $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ режиму НКУС будет соответ-

ствовать FOM_{2max} . Это наглядно показывает рис.7,б. Для sff-типа взаимодействия переходы аналогичны переходам fsf-типа на диаграмме рис.3,б, но переход на элемент 3 происходит только в диапазоне длин волн 1.193–1.397 мкм (рис.7,в), в котором возможен режим НКУС. Для этих двух типов взаимодействия НКУС вдоль оси X отсутствует, а вдоль оси Y не представляет практического интереса, т. к. там $d_{eff} = 0$.

Дисперсионные зависимости для $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ позволяют определить режим НКЧС. В одноосных кристаллах он реализуется на фиксированной длине волны, когда угол синхронизма θ_{phm} имеет минимальное значение (экстремум зависимости $\theta_{phm}(\lambda_1, \lambda_2)$). В целом аналогичная ситуация имеет место и для двухосных кристаллов. При переходах по элементам диаграммы рис.3 от элемента 0 (фазовый синхронизм отсутствует) наступает некоторое предельное распределение направлений ФС и далее обратный переход к исходному элементу. В силу симметрии распределений направлений ФС и $d_{eff}(\varphi, \theta)$ относительно главных плоскостей кристалла имеется экстремальное значение d_{eff} , соответствующее НКЧС, в одной из главных плоскостей.

На рис.8 для кристалла LBO представлены зависимости направления ФС при ГВГ sff-типа от длины волны в окрестности оси X. При увеличении длины волны от УФ до ИК границы диапазона прозрачности происходит переход направлений ФС между конфигурациями (рис.3) 0–1–3–4–3–1–0. Распределению 3 (рис.3,а) соответствуют две области, $\lambda \leq 1.21$ мкм и $\lambda \geq 1.41$ мкм. При равенстве длины волны излучения этим предельным значениям ФС направлен вдоль оси X. Это режим НКУС. Внутри диапазона $1.21 \leq \lambda \leq 1.41$ мкм ФС лежит в плоскости XZ ($\varphi = 0$), что соответствует распределению 4 рис.3,а. Здесь НКЧС реализуется на длине волны 1.307 мкм, соответствующей минимальному значению угла $\theta = 86,2^\circ$.

На рис.9 представлено распределение d_{eff} и направлений ФС для взаимодействия sff-типа при ГВГ на $\lambda = 1.31$ мкм (НКЧС) в кристалле LBO. В этом случае $\varphi_{phm} = 0$, $\theta_{phm} = 86,7^\circ$ и спектральная ширина синхронизма равна $80,3 \text{ нм} \cdot \text{см}^{1/2}$.

Необходимо отметить, что, в отличие от одноосных кристаллов, в которых НКЧС возможен только на одной фиксированной длине волны, в двухосных кристаллах су-

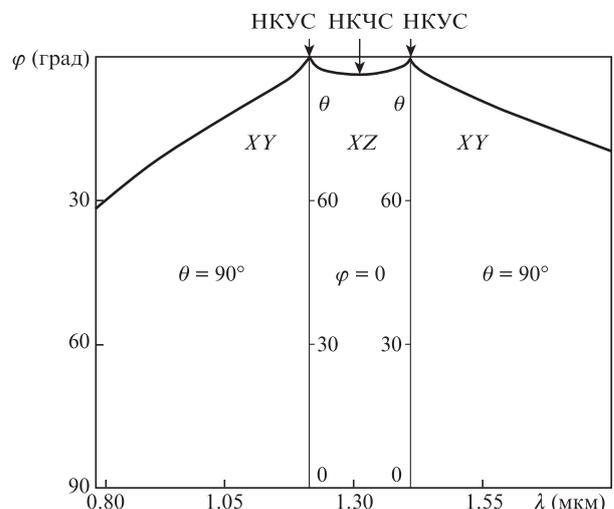


Рис.8. Направления ФС при ГВГ для sff-типа взаимодействия в кристалле LBO.

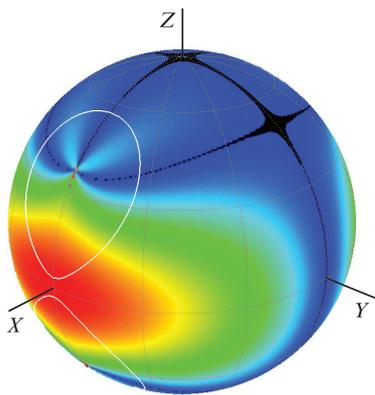


Рис.9. Направления фазового синхронизма и распределение d_{eff} для кристалла LBO (ssf-тип взаимодействия) при ГВГ на длине волны 1.34 мкм.

существует диапазон длин волн, в пределах которого реализуется этот режим (при соответствующем изменении угла ФС). Теоретические исследования возможности реализации НКЧС для всех точечных групп двухосных кристаллов представлены в работе [10].

При НКЧС в определенном направлении ($\varphi_{\text{phm}}, \theta_{\text{phm}}$) условие ФС сохраняется в широком диапазоне длин волн. При этом неизменной остается и величина d_{eff} . Следовательно, изолинии распределения $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ определяют длины волн, для которых будет реализовываться НКЧС. Наиболее наглядно это можно представить на распределении $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ (рис.10). Сплошными прямыми показаны зависимости для процессов преобразования с кратными длинами волн (частотами), на которых режим НКЧС отмечен точками: А – генерация второй, Б – третьей, В – четвертой ($\omega_1 + 3\omega_1$) и Г – пятой ($\omega_1 + 4\omega_1$) гармоник. Максимальные значения вдоль этих прямых соответствуют режиму НКЧС для этих процессов. В более общих случаях генерации суммарных и разностных частот касательные к изолиниям $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ показывают возможные некртные значения λ_1 и λ_2 для реализации НКЧС.

Аналогично одноосным кристаллам [1], для двухосных также возможен режим ГСЧ ультракоротких импульсов в поле квазистационарного излучения. Он имеет место, когда $d\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)/d\lambda_i = 0$ по одной из длин волн λ_i при фиксированном значении для другой. На рис.11 точками отмечены два частных случая: А – УКИ на λ_1 и

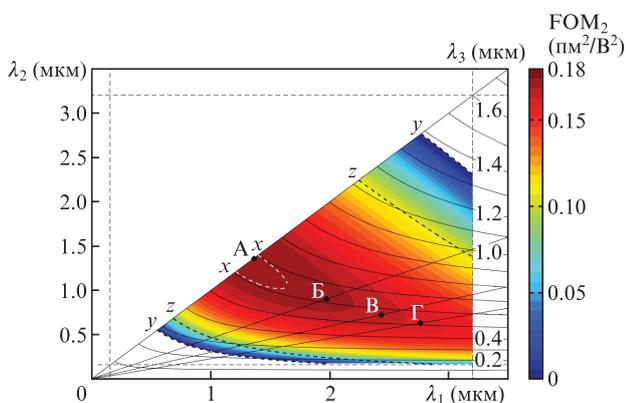


Рис.10. Распределение $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для ssf-типа взаимодействия в кристалле LBO и зависимости, определяющие значения λ_1, λ_2 , при которых реализуется НКЧС для различных процессов преобразования частоты.

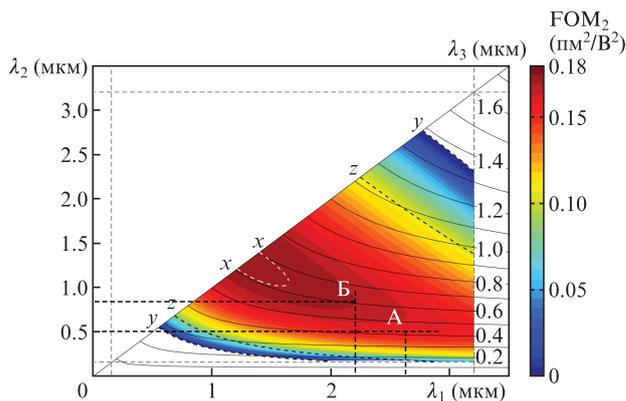


Рис.11. Распределение $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для ssf-типа взаимодействия в кристалле LBO, показывающее возможность формирования УКИ в поле квазистационарного излучения.

Б – УКИ на λ_2 . Для случая А при $\lambda_2 = 0.54$ мкм на длине волны λ_1 , равной 2.7 мкм, спектральная ширина синхронизма $\Delta\lambda_1 = 289.6 \text{ нм} \cdot \text{см}^{1/2}$ ($\lambda_3 = 0.45$ мкм), а для случая Б при $\lambda_1 = 2.15$ мкм на длине волны λ_2 , равной 0.81 мкм, спектральная ширина синхронизма $\Delta\lambda_2 = 100.6 \text{ нм} \cdot \text{см}^{1/2}$ ($\lambda_3 = 0.588$ мкм). Различие в ширинах синхронизма видно из общего характера изменения распределения $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ по λ_1 и λ_2 .

В целом из результатов рис.11 следует, что процесс формирования УКИ в поле квазистационарного излучения возможен в широком диапазоне длин волн (в большей части области ФС), когда существует касательная к распределению $\text{FOM}_2(\lambda_1, \lambda_2)$ по одной длине волны лазерного излучения при фиксированном значении другой.

Таким образом, в работе [1] и в настоящей работе предложена методика представления результатов для комплексного анализа фазосинхронных и нелинейных свойств кристаллов с целью определения их функциональных возможностей в задачах преобразования частоты, а также сравнительного анализа различных сред при решении ряда прикладных задач. Полученные результаты показывают также возможность анализа процесса преобразования частоты излучения при некртивном по углам и частоте синхронизме. Представлены общие результаты для четырех наиболее широко используемых кристаллов и детально проанализированы свойства кристалла LBO. Эта методика может использоваться для анализа других двухосных кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-07760), и в части систематизации и интерпретации результатов Ю.М.Андреев поддержан РНФ (грант № 15-19-10021).

1. Андреев Ю.М., Арапов Ю.Д., Гречин С.Г., Касьянов И.В., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **46**, 33 (2016).
2. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.А. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
3. Гречин С.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 171 (2009).
4. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1999).
5. Kato K., Takaoka E. *Appl. Opt.*, **41**, 5040 (2002).
6. Fève J.P., Boulanger V., Marnier G. *Opt. Commun.*, **99**, 284 (1993).
7. Гречин С.Г., Гречин С.С., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 377 (2000).
8. Huang J.J., Shen T., Ji G.J., Gao W., Wang H., Andreev Yu.M., Shaiduko A.V. *Opt. Commun.*, **281**, 3208 (2008).
9. Гречин С.Г. *Квантовая электроника*, **40**, 822 (2010).
10. Гречин С.Г., Гречин С.С. *Квантовая электроника*, **36**, 45 (2006).