Том 127, вып. 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535-15

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОВЫШЕНИЕМ ЧАСТОТЫ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Э. С. Воронин, В. Л. Стрижевский

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	99
2.	Физические основы явления	100
	а) Генерация суммарных и разностных частот как метод параметрического	
	преобразования вверх ИК излучения (100). б) Явление волнового сип-	
	хронизма и различные варианты его реализации (102). в) Эффективность	
	преобразования (106).	
3.	Детектирование ИК сигналов на основе их параметрического преобразования	
	с повышением частоты	107
	а) Используемые материалы (107). б) Краткий обзор основных результатов	
	(110). в) Некоторые экспериментальные аспекты (114). г) Особенности	
	нараметрического преобразования вверх теплового излучения (115).	
	д) Чувствительность параметрических приемников ИК излучения. Сравне-	
	ние с другими приемниками (116).	
4.	Параметрическое преобразование ИК изображений	117
	а) Краткий обзор основных результатов (117). б) Теоретические сведе-	
	ния (120). в) Экспериментальные и прикладные аспекты (121).	
5.	Нелинейная спектроскопия ИК излучения	124
6.	Заключение	126
Ци	итированная литература	128

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди обширного многообразия явлений и процессов нелинейной оптики¹⁻³ особое место занимает параметрическое преобразование (ПП) оптических сигналов с повышением их частоты («ап-конверсия»). Важность этого явления определяется прежде всего возможностью преобразования инфракрасных (ИК) сигналов в видимый (или, реже, ультрафиолетовый) диапазон (в этой связи употребляют также термин «визуализация» ИК излучения). Весьма интересное в физическом отношении, оно может быть использовано в практических целях для детектирования и анализа ИК излучения хорошо разработанными средствами, которые применяются в видимой области.

Определяющее значение при этом имеет тот факт, что преобразованный сигнал сохраняет в основном информацию, заложенную в исходном ИК сигнале. Последняя может содержаться в его пространственно-угловой структуре либо в его частотном спектре. Поэтому практические применения ПП вверх ИК сигналов связаны не только с детектированием ИК излучения, но и с созданием ИК визоров, а также анализаторов ИК спектров («нелинейных спектрометров» ИК диапазона). Важной областью применения может служить также ИК голография 4, 5.

Особое значение имеет использование данного метода в средней ИК области около 10 мкм. Здесь имеется окно атмосферной прозрачности. сюда попадает частота излучения наиболее мошного дазера ИК пианазона — лазера на СО., наконец, в этой области лежит максимум излучения черного тела при температурах порядка комнатных и т. д. Существующие приемники и анализаторы ИК излучения в этой области, несмотря на большой прогресс, достигнутый в последние годы ^{6, 7}, имеют ряд недостатков и в целом еще значительно уступают приемникам вилимого пиапазона: недостаточно высоки чувствительность, временное и спектральное разрешение, число разрешимых элементов, требуется глубокое охлаждение, экранирование от фона и др. Исключение в отношении чувствительности составляют, правла, гетеролинные приемники ^{7,8 и др.}, но их использование связано с высокими требованиями к стабильности местного генератора, когерентности излучения и т. д. Гетеродинный метод приема используется сейчас в основном в лабораторных условиях для детектирования излучения СО, лазера и не дает решения проблемы в целом.

Исследования по параметрическому преобразованию ИК излучения вверх проводятся почти с самого начала современного этапа развития нелинейной оптики. Уже в работе 9 (1962 г.) отмечалась целесообразность детектирования ИК излучения на основе его ПП в видимый диапазон в связи с низким уровнем шумов такого преобразования. Достаточно обстоятельные систематические исследования развернулись начиная с 1967—1968 гг. В последующие годы число работ по этой проблеме непрерывно и быстро возрастает, и к настоящему времени не только хорошо изучены основные физические закономерности данного явления, но и четко определились благоприятные перспективы создания соответствующих прикладных устройств. В связи с этим целесообразно подвести итог результатам исследований, достигнутым к настоящему времени, что и составляет главную задачу этого обзора. Отметим, что в прошлые годы уже публиковался ряд обзоров по данной проблеме 10-13, однако они не отражают ее современного состояния и посвящены в основном лишь отдельным ее аспектам, относящимся большей частью к визуализации ИК изображений.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯВЛЕНИЯ

а) Генерация суммарных и разностных частот как метод параметрического преобразования вверх ИК излучения

ПП ИК излучения с повышением частоты происходит путем его смешения в нелинейной среде с подходящим вспомогательным излучением (накачкой), в результате чего генерируется новое излучение суммарной или разностной частоты, на которое переносится информация, содержащаяся в исходном ИК сигнале. Идея такого преобразования иллюстрируется рис. 1. В нелинейный кристалл поступает волна накачки ω_1 и ИК излучение ω_2 ; на выходе возникает волна $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ или $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ *) (исходные волны $\omega_{1, 2}$ затем отфильтровываются).

^{*)} В дальнейшем индексами 1, 2 и 3 будем повсюду отмечать величины, относящиеся к волне накачки, ИК излучению и волне суммарной или разностной частоты соответственно. Большинство общих результатов для случаев суммарной и разностной частот не отличаются существенным образом (за исключением чувствительности по ИК сигналу и структуры волнового фронта); для определенности мы будем говорить обычно о генерации суммарной частоты. Нелинейную кристаллическую среду считаем немагнитной, слабо анизотропной и прозрачной на всех трех частотах $\omega_{1,2,3}$.

Физической причиной смешения волн $\omega_{1,2}$ является нелинейность электрического типа — нелинейная связь удельной поляризации среды Pи напряженности электрического поля E. Интересующие нас процессы описываются квадратичной нелинейностью поляризации ¹⁻³ $P_i^{NL} = \chi_{ijk}E_jE_k$ (по повторяющимся тензорным индексам повсюду подразумевается суммирование). Здесь χ_{ijk} (ω_1 , ω_2) — квадратичная нелинейная поляризуемость — тензор третьего ранга; сведения о его свойствах содержатся в ¹⁻³. В области прозрачности обычно полагают χ_{ijk} (ω_1 , ω_2) = $= \chi_{ijk}$ (ω_1 , ω_1) = $2\chi_{ijk}^{2\omega_4}$, где $\chi_{ijk}^{2\omega_4}$ — тензор, ответственный за генерацию



Рис. 1. Блок-схема параметрического преобразователя ИК излучения с повышением частоты.

1 — лазер накачки, 2 — фильтр фона, 3, 4 — поляризаторы, 5, 6 — линзы, формирующие пучки,
 7 — ИК источник, 8 — полупрозрачная пластинка, 9 — нелинейный кристалл, 10 — блок фильтрации, 11 — блок детектирования.

второй оптической гармоники (ГВГ), о котором имеется сейчас довольно полная информация ¹⁴⁻¹⁶ и др. Тензор $\chi_{ijk}^{2\omega_1}$ симметричен по 2-му и 3-му индексам, поэтому его удобно ¹⁷ изображать матрицей d_{im} , заменяя пару индексов (j, k) индексом *m* по правилу: $11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23$ (32) $\rightarrow \rightarrow 4, 13(31) \rightarrow 5, 12$ (21) $\rightarrow 6$.

Обычно эффективно взаимодействуют волны фиксированных линейных поляризаций, которые можно задать ортами $\mathbf{e}_{1,2,3}$. При этом оказывается существенной ¹ лишь составляющая $P^{NL} = (\mathbf{e}_3, \mathbf{P}^{NL})$, которую для случая взаимодействия плоских монохроматических волн

$$\mathbf{E}_{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_{\mathbf{v}} A_{\mathbf{v}} e^{\mathbf{i} (\mathbf{k}_{\mathbf{v}} \mathbf{r} - \omega_{\mathbf{v}} t)} + \mathbf{\kappa}. c.,$$

$$k_{\mathbf{v}} = \frac{\omega_{\mathbf{v}}}{2} n_{\mathbf{v}} = \frac{2\pi}{2} n_{\mathbf{v}}, \quad \mathbf{v} = 1, 2, 3$$

можно представить в виде

$$P^{NL} = P_0 e^{i (\mathbf{qr} - \omega_3 t)} + \kappa.c., \quad P_0 = \chi A_1 A_2,$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2, \quad \chi = 2d = e_{3i} e_{1j} e_{2k} \chi_{ijk} (\omega_1, \omega_2). \tag{1}$$

Скалярную величину χ (либо d) называют эффективной нелинейной поляризуемостью. Расчеты этой величины для различных конкретных случаев можно найти, например, в книге³. ИК волна по интенсивности обычно гораздо слабее накачки. Поэтому последнюю почти всегда можно считать заданной.

При конкретных иллюстрациях теории в дальнейшем ограничимся взаимодействием волн в одноосных кристаллах. Поляризации будем отмечать буквами «о» и «с» для обыкновенных и необыкновенных волн. Взаимодействия при различных сочетаниях поляризаций (различных «типах взаимодействия») обозначаются как $oo \rightarrow e$, $oe \rightarrow e$ и т. п. с указанием поляризаций волн $\omega_{1, 2, 3}$ соответственно. Кристалл будем предполагать имеющим форму илоскопараллельного слоя толщиной l, грани которого перпендикулярны к оси z.

б) Явление волнового синхронизма и различные варианты его реализации

Генерация излучения ω_3 происходит наиболее эффективно, если волна ω_3 , приходящая к данному элементу объема от предшествующих, находится в нужной фазе с излучением, которое порождается в данном элементе. Указанное благоприятное соотношение фаз реализуется, если

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{q} = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2. \tag{2}$$

Условие (2) называют условием волнового (фазового) синхронизма ¹⁻³. Оно может выполняться при разных поляризациях волн в анизотропных кристаллах для определенных направлений их распространения, когда дисперсия показателя преломления компенсируется анизотропией. В условиях синхронизма, обычно используемых на практике, интенсивность генерации возрастает на несколько порядков, поскольку здесь на всей длине кристалла происходит ее накопление.

Возникновение синхронизма удобно иллюстрировать при помощи поверхностей волновых векторов ^{18, 19}. На рис. 2 показаны сечения плоскостью XZ (ось Z параллельна оптической оси C). Пусть речь идет об отрицательном одноосном кристалле (практически наиболее важный случай), $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, тип взаимодействия — $oo \rightarrow e$. Построим прежде всего поверхность волнового вектора \mathbf{k}_1 (сфера) и зафиксируем какое-либо его направление. Взяв конец вектора \mathbf{k}_1 за начало координат новой системы с осями, параллельными исходным, построим поверхность для вектора \mathbf{k}_2 (также сфера). Наконец, построим в исходной системе поверхность \mathbf{k}_3 (эллипсоид вращения).

В зависимости от величины угла θ_1 возможны различные ситуации. Пока он достаточно мал (случай рис. 2, *a*), $\mathbf{k}_3 > |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|$ при любом направлении \mathbf{k}_2 ввиду нормальной дисперсии в области прозрачности ($n_{30} > n_{1, 20}$). Однако вследствие искривления поверхностей \mathbf{k}_2 и \mathbf{k}_3 (случай рис. 2, *б*), если, конечно, степень анизотропии достаточно велика. Для точки касания треугольник векторов $\mathbf{k}_{1, 2, 3}$ замыкается, и условие (2) выполняется. При дальнейшем увеличении θ_1 касание сменяется пересечением в двух точках A и B (в пространстве — вдоль некоторой замкнутой линии) (рис. 2, *в*). Поэтому в случае рис. 2, *в* говорят о критичном векторном синхронизме, а в случае рис. 2, *б* — о некритичном (касательный синхронизм при взаимодействии *оо* $\rightarrow e$ — всегда слегка векторный (за счет анизотропии). Вблизи него существует коллинеарный (одномерный) критичный синхронизм, показанный на рис. 2, *г*.

^{*)} Идея касательного сипхронизма впервые сформулирована в 1968 г. Мидвинтером в работе ²¹ со ссылкой на частное сообщение Уорнера. Сам Уорнер опубликовал относящиеся сюда результаты в 1969 г. в работе ²⁰. Еще раньше существование некритичного синхронизма было продемонстрировано в ²² применительно к ГВГ при коллинеарных волновых векторах накачки и гармоники, перпендикулярных к оптической оси; полезность такой 90°-й геометрии заключается в отсутствии апертурных эффектов ^{23-24 и др.}, обусловленных поперечным сносом энергии вследствие различия направлений фазовой и групповой скоростей волн. Следует отметить, что синхронизм, «критичный» в плоскости X, Z, будет некритичным в перпендикулярной плоскости. В случае ²⁰ синхронизм некритичен в любой плоскости.

Важность касательного синхронизма для параметрического преобразования ИК изображений определяется существенным возрастанием углового поля зрения по ИК сигналу. Конкретизация и анализ геометрических условий его осуществления проводились Уорнером ²⁰, а также Ворониным, Ильинским и сотрудниками ^{25, 26}. Кристалл целесообразно вырезать



Рис. 2. Взаимное расположение поверхностей волновых векторов на частотах $\omega_{1, 2, 3}$ (тип взаимодействия — $oo \rightarrow e$).

а) Синхронизм отсутствует при любом k₂; б) случай касательного синхронизма; в) случай критичного векторного синхронизма; в) случай одномерного критичного синхронизма. С — оптическая ось кристалла.

так, чтобы касательный синхронизм реализовался при распространении накачки вдоль нормали к граням (ось z). На практике выбором среза кристалла обеспечивается лишь грубая настройка, а прецизионная подстройка на синхронизм может быть достигнута путем небольшого отклонения волн от оси z²⁵. При этом удобно сначала, вращая кристалл вокруг оси y, перпендикулярной к k₁, добиться одномерного синхронизма, а затем дополнительно повернуть кристалл вокруг той же оси на известный угол φ_0 , определяемый величиной анизотропии. Направление k₂, отвечающее касательному синхронизму, образует тогда известный угол ψ_0 с k₁. Значения углов ψ_0 , φ_0 приведены в табл. I. Предварительно необходимо, хотя

Угловые характеристики касательного синхронизма *). ψ_0 и ϕ_0 — углы, образованные соответственно вектором \mathbf{k}_2 при касательном синхронизме и направлением коллинеарного синхронизма с вектором \mathbf{k}_1 , отвечающим касательному синхронизму. Углы считаются положительными, если они отсчитываются в направлении оптической оси. γ — углы анизотропии, $\mathrm{tg} \ \gamma = \varepsilon \sin 2\theta/2 \ (1 + \varepsilon \sin^2 \theta), \ \varepsilon = (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})/\varepsilon_{\perp}, \ \theta = (\mathbf{k}, \ C)$

I	Сенерация су м ω ₃ = ω ₁	арной частоты + ω ₂	Генерация разностной частоты ω ₈ = ω ₁ - ω ₂								
Тип взаимо- действия	ψo	φ ₀	Тип взаимо- действия	ψο	φ ₀						
00 → e	$rac{k_3}{k_1}\gamma_3$	$\frac{k_2}{2k_1}\gamma_3$	$eo \rightarrow o$	0	0						
$eo \rightarrow e$	$rac{k_3}{k_1}$ γ_3	$\frac{k_2k_3\gamma_3^2}{2k_1\ (k_3\gamma_3-k_1\gamma_1)}$	eo → e	$\frac{k_3}{k_1} \gamma_3$	$\frac{k_2 k_3 \gamma_3^2}{2k_1 (k_3 \gamma_3 - k_1 \gamma_1)}$						
oe → e	$rac{k_3}{k_1}(\gamma_3-\gamma_2)$	$\frac{k_2k_3}{2k_1}\frac{(\gamma_3-\gamma_2)^2}{(k_3\gamma_3-k_2\gamma_2)}$	ee → o	$-rac{k_3}{k_1} \mathbf{y}_2$	$\frac{k_2 k_3 \gamma_2^2}{2k_1 \ (k_3 \gamma_3 - k_1 \gamma_1)}$						
*) 7	*) Таблица составлена Н. Е. Корниенко.										

бы приближенно, знать нужную ориентацию вектора \mathbf{k}_1 . Соответствующие сведения об углах синхронизма θ_1^{α} и θ_1^{α} (см. рис. 2) содержатся, в частности,



в работах ¹¹, ²⁷ и ²⁸, ²⁹. Отметим, что наиболее удачна ситуация, когда касательный синхронизм реализуется как 90°-й (или близкий к нему).

При нарушении синхронизма, т. е. наличии волновой расстройки т = $= k_3 - k_1 - k_2$ интенсивность генерации довольно быстро падает. В случае поперечно-однородной генерации заданными плоскими волнами ω_{1,2} τ || z, зависимость интенсиви ности генерации от волновой расстройки передается фактором (см. раздел в) $\zeta(x) = \sin c^2 x = (\sin x/x)^2.$ $x = \tau_z l/2$, который существенно отличен от нуля в области | $x | \leq \pi/2$, т. е. $|\tau_z| \leq \pi/l$. Это накладывает ограничение на допустимые угловые и спектральные расстройки от

Рис. 3. Угловые ширины одномерного критичного синхронизма²⁸. $\lambda_1 = 0.6943$ мкж; $1 - \text{LiIO}_3$, $2 - \text{Ag}_3\text{AsS}_3$.

синхронизма для каждой из волн. Их характеризуют эффективными угловой ($\psi_{1, 2}$) и спектральной ($\delta_{1, 2}$) ширинами синхронизма. Последние отве-

чают удвоенным значениям угловых и частотных расстроек, соответствующих $|x| = \pi/2$ *). Линейное приближение для τ_z относительно частных и угловых расстроек отвечает критичному синхронизму. Если в линейном приближении $\tau_z = 0$, то необходимо учитывать слагаемые второго порядка, что отвечает некритичному синхронизму. В задаче о параметрическом преобразовании ИК изображений важно обеспечить некритичный угловой синхронизм по ИК сигналу.

Обсудим далее некоторые важные частные случаи.

Анализ случая одномерного критичного синхронизма проводился в ²⁸. Представление о значениях $\psi_2^{\text{кр}}$ дает рис. З (по данным из ²⁸). Для взаимодействия $oo \rightarrow e \psi_1^{\text{кр}} = (k_2/k_1) \psi_2^{\text{кр}}$, т. е. требования к расходимости накачки более жесткие ($\psi_1^{\text{кр}} < \psi_2^{\text{кр}}$). Анализ случая существенно векторного-



Рис. 4. Зависимость спектральной ширины синхронизма δ_2 от λ_2 . 1 — Ag₃AsS₃, 2 — LiIO₃, 3 — LiNbO₃; один штрих — $\lambda_1 = 0.488$ мкм, два штриха — $\lambda_1 = 0.6943$ мкм, три штриха — $\lambda_1 = 1.06$ мкм.

критичного синхронизма проводился в ³⁰. Здесь значения $\psi_{1,2}^{\text{кр}}$ примерно на порядок меньше. В случае касательного синхронизма согласно ²⁵ $\psi_2^{\text{нк}} = 2 \sqrt{2\pi\mu k_3/k_1k_2l}$, а при $\omega_1 \gg \omega_2 \psi_2^{\text{нк}} = 2 \sqrt{\mu\lambda_2/n_2l} \sim \sqrt{\lambda_2/l}$. При

^{*)} Иногда ширину синхронизма определяют из условия $|x| = \mu \pi/2$, полагая $\mu = 0,885$, что отвечает условию $\zeta(x) = 1/2$; $\mu = 2$ (соответствует первым нулям $\zeta(x)$) и др. В настоящей работе все численные данные приведены для $\mu = 1$.

 $\lambda_2 = 10$ мкм, l = 1 см, $n_2 = 2$, $\psi_2^{\text{нк}} \approx 2^{\circ}35'$. Обычно $\psi_2^{\text{нк}}$ существенно превышает $\psi_2^{\text{кр}}(00 \rightarrow e)$, но в одномерном случае $oe \rightarrow e$ различие $\psi_2^{\text{кр}}$ и $\psi_2^{\text{нк}}$ уменьшается или даже практически отсутствует.

В работе ²⁸ проводился также анализ спектральных ширин синхронизма. На рис. 4, заимствованном из ²⁸, показана зависимость δ_2 (λ_2) для ряда случаев (при коллинеарном взаимодействии). Как видно, δ_2 варьируется в интервале ~1—100 см⁻¹. При избранных значениях λ_2 может осуществляться также «групповой» (некритичный по частоте ω_2) синхронизм; здесь δ_2 возрастает примерно на два порядка ³¹. Наконец, в особых случаях возможен синхронизм, некритичный как по углу, так и по частоте ³¹.

в) Эффективность преобразования

Математическое описание взаимодействия волн $\omega_{1, 2, 3}$, обусловленного нелинейностью поляризации P^{NL} (1), базируется на использовании хорошо известного метода укороченных уравнений ^{1, 2}. В стационарном и поперечно-однородном приближении система укороченных уравнений для связанных скалярных амплитуд поля такова ¹⁻³:

$$\frac{dA_{1}}{dz} = iQ_{1}A_{3}A_{2}^{*}e^{i\tau_{z}z}, \quad \tau_{z} = k_{3z} - k_{1z} - k_{2z}, \quad \omega_{3} = \omega_{1} + \omega_{2},$$

$$\frac{dA_{2}}{dz} = iQ_{2}A_{3}A_{1}^{*}e^{i\tau_{z}z}, \quad Q_{\nu} = \frac{2\pi\omega_{\nu}}{cn_{\nu}\cos\xi_{\nu}\Lambda_{\nu}},$$

$$\frac{dA_{3}}{dz} = iQ_{3}A_{1}A_{2}e^{-i\tau_{z}z} \quad (\nu = 1, 2, 3), \quad \Lambda_{\nu} = 1 - \frac{\epsilon_{\nu z} \left(\mathbf{k}_{\nu}\mathbf{e}_{\nu}\right)}{k_{\nu z}} \approx 1;$$

$$(3)$$

здесь ξ_{ν} — углы между \mathbf{k}_{ν} и осью z. Уравнения (3) следует дополнить граничными условиями: $A_{1, 2} |_{z=0} = A_{1, 2}^{0}$, $A_{3} |_{z=0} = 0$. Задача имеет общее решение, которое выражается громоздкими формулами, содержащими эллиптические функции¹, ². Однако в случаях, когда поля $\omega_{1, 2}$ можно считать заданными, остается лишь третье уравнение системы, которое легко решается. Переходя сразу к интенсивностям $I_{\nu} = cn_{\nu} |A_{\nu}|^{2}/2\pi$ и учитывая, что $I_{3} \sim I_{1}I_{2}$ введем энергетическую $\eta_{3} = I_{3}/I_{2}^{0}$ и квантовую $\eta_{\kappa} = N_{3}/N_{2}^{0}$ ($N_{\nu} = I_{\nu}/\hbar\omega_{\nu}$ — плотность потока фотонов с частотой ω_{ν}) эффективности преобразования *)

$$\eta_{\rm K} = \frac{\omega_2}{\omega_3} \ \eta_3 = a I_1 l^2 \operatorname{sinc}^2 \frac{\tau_z z}{2} , \quad a = \frac{i 32 \pi^3 \omega_2 \omega_3 d^2}{c^3 n_1 n_2 n_3 \cos^2 \xi_3} ; \tag{4}$$

I₁ = P₁/S, P₁ — поток энергии накачки в области взаимодействия с поперечным сечением S. Константа а имеет смысл квантовой эффективности ПП в кристалле единичной толщины при единичной интенсивности накачки и точном синхронизме.

Вне приближения заданного ИК поля

$$\eta_{\rm R} = \frac{\sin^2\left(l \, \sqrt{aI_1 + \tau_z^2/4}\right)}{1 + \left(\tau_z^2/4aI_1\right)}.\tag{5}$$

Как видно, η_{κ} осциллирует с l, причем $\eta_{\kappa}^{\max} = [1 + (\tau_z^2/4aI_1)]^{-1}$, при синхронной генерации $\eta_{\kappa}^{\max} = 1$. Таким образом, область значений η_{κ} ограничена интервалом [0, 1]. Физически это связано с тем, что элементарный акт, лежащий в основе процесса генерации суммарной частоты, представляет собой «слияние» двух квантов: $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ с рождением одного

^{*)} Здесь индекс 0 у I_2 и N_2 отмечает значение на входе кристалла (при z = 0). При заданном ИК поле I_2 и N_2 не зависят от z, но указанные определения величин $\eta_{\partial, K}$ сохраняются и при значительном преобразовании ИК сигнала.

кванта $\hbar\omega_3$, так что число родившихся квантов $\hbar\omega_3$ в точности равно убыли числа ИК квантов $\hbar\omega_2$. Понятно, что N_3^{\max} не может превышать N_2^0 . В то же время $\eta_8 = (\omega_3/\omega_2) \eta_{\kappa} > \eta_{\kappa}$, так как $\hbar\omega_3 > \hbar\omega_2$, и при достаточно большом $\omega_1 \eta_8$ может, очевидно, превышать 1.

В случае генерации разностной частоты вместо (5) будет

$$\eta_{\mathrm{R}} = \left| \operatorname{ch} f + \frac{i\tau_z}{2f} \operatorname{sh} f \right|^2, \quad f = \sqrt{aI_1 - \frac{\tau_z^2}{4}}.$$

Элементарный акт отвечает здесь «распаду» кванта $\hbar\omega_1$ на два кванта: $\hbar\omega_1 \rightarrow \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3$; при этом пополняются эпергии обеих волн $\omega_{2, 3}$. Поэтому здесь не только η_3 , но и η_{κ} в принципе может как угодно превышать 1.

Существенно, что во всех случаях эффективность преобразования не зависит от интенсивности входного ИК сигнала и определяется лишь интенсивностью накачки. На практике часто используют фокусированные гауссовские пучки; этот случай теоретически рассмотрен в ³². В работах ³³, ³⁴ для коллинеарного и в ³⁵⁻³⁸ для перпендикулярного взаимодействия результаты ³² обобщены на случай эллиптической фокусировки, с учетом дифракции и апертурных эффектов. Выбор оптимальной фокусировки обеспечивает согласно ³⁴ выигрыш для $\eta_{\rm R}$ в прустите ($\lambda_2 = 10.6 \, \text{мкм}$) \sim в 30 раз; при $P_1 = 1 \, em, \, l = 1 \, cm$ здесь можно получить. $\eta_{\rm K} \sim 10^{-4}$.

3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИК СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ИХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ С ПОВЫШЕНИЕМ ЧАСТОТЫ

а) Используемые материалы

Важнейшими нелинейными средами, в которых отлична от нуля квадратичная нелинейная поляризуемость, являются кристаллы без центра инверсии ^{1, 2}. Они могут быть использованы и для ПП ИК излучения. Чтобы годиться для этой цели, кристаллы должны удовлетворять следующим условиям: 1) Величина нелинейности должна быть как можно более высокой. 2) В них должен существовать фазовый синхронизм для какого-либо типа взаимодействия волн. 3) Они должны быть прозрачными на частотах всех трех волн $\omega_{1, 2, 3}$. 4) Необходимо существование образцов хорошего оптического качества (однородность, отсутствие примесей и др.) достаточно больших размеров. 5) При работе с большими импульсными или средними мощностями накачки необходима высокая радиационная прочность относительно различных (обратимых и необратимых) изменений параметров. 6) Желательно, чтобы не было трудностей с механической обработкой кристалла, с его гигроскопичностью и т. д. Естественно, что при конкретизации назначения и условий использования возможны и другие ограничительные требования.

В настоящее время существует довольно многочисленная группа апробированных кристаллов, которые удовлетворяют в достаточной мере указанным условиям или большей их части. Соответствующие сведения об этих кристаллах содержатся в табл. II, III. Как видно, в случае ближнего ИК диапазона наиболее часто используются кристаллы KDP, LiNbO₃ и LiIO₃. В случае среднего ИК диапазона подавляющее большинство работ выполнено с использованием прустита, хотя, несомненно, весьма перспективны так же, как выяснилось недавно, AgGaS₂ и GaSe. Нелинейные поляризуемости приведены для $\Gamma B\Gamma 2\omega_1$; указываются их абсолютные значения.

Таблица II

Кристалл	Кристаллографи- ческий класс *) и оптический знак	Область прозрач- ности	Нелинейная поляризуемость в единицах 10 ⁻⁹ CGSE	Длина волны, мкм	Литература					
КН ₂ РО ₄ (КDР) (дигидрофосфат калия)	$D_{2d}(\overline{4}2m),$	0,2—1,5	$d_{36} = 3,0 \pm 0,6$	**)	4, 5, 11, 25, 29, 89-57					
NH ₄ H ₂ PO ₄ (ADP) (дигидрофосфат аммония)	$D_{2d} (\bar{4}2m),$	0,2—1,5	$d_{36} = 3,4 \pm 0,7$	**)	58-60					
LiNbO ₃ (ниобат лития)	C ₃₀ (3m), —	0,4-5,0	$\begin{array}{c} d_{22} = 20 \pm 7 \\ d_{31} = 36 \pm 13 \\ d_{33} = 160 \pm 160 \end{array}$	1,06	11, 22, 28, 31, 44, 57, 61-85					
LiIO ₃ (йодат лития)	C ₆ (6), —	0,3—5,5	$d_{31} = 38 \pm 10$ $d_{33} = 34 \pm 11$	1,06	28, 42, 57, 84, 86-105					
Ва ₂ NaNb ₅ O ₁₅ (ниобат бария— натрия)	С ₂₀ (<i>mm</i> 2), двухосный кристалл	0,4—4,0	$d_{31} = 100 \pm 30$	1,0	11, 106					
*) Указан в обозначениях Шенфлиса и в скобках—интернациональный символ ¹⁷ . **) Величина d ₃₆ слабо зависит от длины волны в дианазоне 1—0,6 <i>жкм</i> .										

Нелинейные кристаллы, обычно используемые при ПП из ближней ИК области

Таблица III

Нелинейные кристаллы, обычно используемые при ПП из ближней и средней ИК области, включая область $\lambda_2 \sim 10$ мкм

Кристалл	Кристаллографи- ческий класс и оптический знак	Область прозрач- ности, мкм	Нелинейная поляризуемость, ед. 10-9 CGSE	Длина волны, мкм	Литерату ра
Ag ₃ AsS ₃ (прустит)	C _{3v} (3m), —	0,64—13	$ \begin{array}{c} d_{15} = 80 \\ d_{22} = 128 \pm 8 \\ d_{31} = 80 \end{array} $	1,5 1,5	11, 20, 27, 33-36, 66, 80-82, 95, 107-140
AgGaS ₂ (тиогаллат се- ребра)	$D_{2d}(\overline{4}2m),$ —	0,49—12,5	$\begin{array}{c} d_{14} = 270 \pm 176 \\ d_{14} = 86 \pm 39 \\ d_{14} = 138 \end{array}$	10,6 10,6 1,06	13, 82, 83 141-143 13, 107, 117,
ZnGeP ₂ — (фосфид цин- ка-германия)	$D_{2d} (\overline{4}2m), +$	0,74—12	$d_{14} = 540 \pm 240$	10,6	142, 144, 145
GaSe (селенид гал-	$D_{3h}(\overline{6}2m),$ —	0,65—18	d ₂₂ = 380	10,6	13, 138, 139, 146, 147
лия) HgS (киноварь)	$D_{3}(32), +$	0,6—13,5	$\begin{array}{c} d_{11} = 240 \pm 80 \\ d_{11} = 300 \pm 105 \end{array}$	10,6	11, 13, 107,) 145, 148

Эти кристаллы не исчерпывают список использовавшихся различными авторами. Можно указать еще пираргирит $Ag_3^{2}SbS_3^{148-150}$, $LiGaO_2^{151}$, CsH_2AsO_4 (CDA) и RbH_2AsO_4 (RDA) ⁵³, α -HIO₃ ¹¹. нитрит натрия $NaNO_2^{152}$, хлорат рубидия $RbClO_3^{153}$, молекулярный кристалл метанитроанилина ^{154, 155} и т. д. Конечно, возможно применение и других нелинейных кристаллов. Реутов и Таращенко визуализировали излучение He— Ne-лазера ($\lambda_2 = 1,152$ мкм, $\lambda_1 = 1,06$ мкм) в оптическом микроволноводе с несущим слоем из ниобата лития ¹⁵⁶. Наконец, в ряде работ изучалась возможность использования резонансных газовых сред, в первую очередь наров щелочных металлов ¹⁵⁷⁻¹⁶¹ и др.

Важным ограничивающим фактором является радиационная прочность кристаллов. Пороговые плотности мощности I_n , соответствующие оптическому пробою в поле гигантских импульсов, приведены в табл. IV.

Таблица IV

Кристалл	бристалл KDP, ADP		LiNbO3		LiIO3		Ba2NaNb5O15	
I _п , Мвт/с м ²	500-600 162, 163	162, 163		100 162, 163		10-100 162, 163		
Кристалл	Ag3AsS3	ZnGel	22	GaSe		AgGaS2		
$\begin{bmatrix} I_n, \\ Mem/cm^2 \end{bmatrix}$	20—25 *), **) ¹² ,	4 ***) 167		30 146		20 ****) 164		

Пороговые интенсивности I_n оптического пробоя в поле гигантских импульсов ряда нелинейных кристаллов, используемых для ПП ИК сигналов с повышением частоты ($\lambda_1 = 1.06$ мкм)

*) Согласно ¹⁶⁴ поверхностные разрушения в Ag_3AsS_3 возникают при нескольких Mem/cm^2 .

**) При 12,5 Мвт/см² 1000 импульсов не вызывает пробоя ^{12, 165}.

) Согласно ¹⁴² образцы ZnGeP₂ повреждались при $I = 20 \ Mem/cm^2$ после 5—10 импульсов, а при $I = 50 \ Mem/cm^2$ — после первого же импульса. При непрерывном облучении CO₂-лазером образцы выдерживали интенсивности ~ 10 em/cm^2 . *) Для выращенных недавно в СССР образцов, обладающих высокой прозрачностью ¹⁴¹, ¹⁶⁸, радиационная прочность оказывается большей: порог разрупения в импульсе длительностью 100—200*нсек* составляет 30±3 Mem/cm^{2143} .

В непрерывном режиме оптическое разрушение наступает, естественно, при значительно меньших интенсивностях. Так, для прустита соответствующие средние интенсивности составляют ~100 em/cm^2 ¹², ²⁷, ¹¹⁸, ¹⁶⁴, ¹⁶⁵. В то же время кристаллы AgGaS₂ согласно ¹⁴¹ не обнаруживали признаков оптического пробоя при интенсивностях ~1 $\kappa em/cm^2$, а согласно ¹⁴³ даже при интенсивностях ~100 $\kappa em/cm^2$.

Материальные параметры кристалла, определяющие эффективность параметрического преобразования ИК сигнала, входят в (9) в виде совокупного фактора $\varkappa = d^2/n^3$ (*n* — средний показатель преломления). Поэтому параметр \varkappa называют часто «коэффициентом качества», характеризующим эффективность кристалла¹⁴⁶. Значения \varkappa в ед. 10⁸ CGSE для некоторых кристаллов при $\lambda_1 = 1,06$ мкм, $\lambda_2 = 10,6$ мкм и взаимодействии оо $\rightarrow e$ согласно¹⁴⁶ таковы: 2,3 (ZnGeP₂), 1,7 (GaSe), 0,23 (Ag₃AsS₃) и 0,17 (AgGaS₂). Эти величины вместе с данными, содержащимися в таблицах III, IV, свидетельствуют, в частности, о перспективности кристалла GaSe.

Особо следует отметить кристалл $AgGaS_2$ (тиогаллат серебра). Его значение и перспективность резко возросли после того как были синтезированы ¹⁶⁸ высокопрозрачные (коэффициент поглощения в области 0,6-12 мкм менее 0,1 см⁻¹) образцы. Весьма желательным было бы получение образцов $ZnGeP_2$ с достаточно высокой прозрачностью, но пока эта задача, к сожалению, не решена.

б) Краткий обзор основных результатов

Систематические исследования ПП ИК сигналов с повышением частоты развернулись, начиная примерно с 1967 г. Анализ ранних результатов проведен в обзорах ¹⁰⁻¹², и мы на них подробно не останавливаемся, ограничившись лишь отдельными аспектами. Исследования охватывают ближний и средний ИК диапазоны, что касается дальней ИК области, можно указать лишь интересную работу Такацужи ¹⁶⁹, в которой теоретически рассмотрено детектирование излучения с $\lambda_2 > 50$ мкм в кристаллах типа кварца, CdS, ZnTe; при $I_1 \sim 10^5$ сm/см² чувствительность оценена как величина $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} сm, причем главным источником шумов автор считает фон лазерного излучения. ПП дальнего ИК излучения до сих пор, однако, не получило надлежащего развития.

С самого начала усилия были направлены на повышение эффективности преобразования и, тем самым, чувствительности метода. Уже в пионерской работе Мидвинтера и Уорнера ⁶⁴ при использовании для накачки гигантских импульсов рубинового лазера удалось осуществить преобразование излучения ртутной лампы ($\lambda_2 = 1.65 - 1.9 \ \text{мкm}, I_2 \sim 1 \ \text{мкem}/cm^2$) в LiNbO₃ с $\eta_{\text{K}} \sim 1\%$; при этом чувствительность составляла $\sim 10^{-8} \ \text{em}/cm^2$ и ограничивалась примесной ИК люминесценцией. Эффективность преобразования в непрерывном режиме значительно меньше, однако для чувствительности уже в ⁶⁶ приводится величина $\sim 10^{-11} \ \text{em} \ (P_1 = 0.1 \ \text{em}, \text{LiNbO}_3)$.

Излучение из области 10,6 мкм было впервые преобразовано в видимый диапазон средствами нелинейной оптики в прустите Уорнером 110 (η_н = 1,4·10⁻⁶). Хотя помимо прустита для этой цели применялись и другие кристаллы, однако благодаря возможности выращивать образцы достаточно больших размеров и хорошего оптического качества прустит оставался вне конкуренции вплоть до 1975 г. Новые возможности открывает применение выращенных в СССР 168 высокопрозрачных образцов тиогаллата серебра ^{83, 141-143}, а также селенида галлия ^{146, 147}. Преимущества кристалла AgGaS₂ связаны с его высокой радиационной прочностью, относительно малой анизотропией, что допускает оптимальную фокусировку излучения, слабой температурной зависимостью показателя преломления, возможностью преобразования в более коротковолновой участок видимого диапазона при уровне нелинейности, близком к пруститу, и др. Доступные образцы GaSe также обладают достаточно хорошей прозрачностью, высоким коэффициентом качества и и допускают существенно большее углубление в ИК область. Однако обработка образцов GaSe оказывается весьма трудной. Поиски новых кристаллов продолжаются.

Чувствительность параметрического приемника ИК сигналов определяется прежде всего шумами ПП. Последние в случае генерации разностной частоты определяются обычным параметрическим рассеянием ¹⁷⁰. В случае суммарной частоты возможны параметрические шумы второго порядка ^{59, 171}. Исчерпывающее исследование шумов проведено Ильинским и Петниковой ¹⁷², которые показали, что в ближнем ИК диапазоне существенны параметрические шумы 2-го порядка (согласно Устинову и др. ⁹⁸ они устраняются, если $\omega_1 < \omega_2$), а в среднем — тепловые и фоновые шумы. Указанные авторы изучили также статистику фотоотсчетов преобразованного излучения ¹⁷³, ¹⁷⁴, в частности, влияние флуктуаций накачки (см. также ^{175, 176}) и засветки ею фотодетектора ^{177, 178}. Бойд и Клейнман ³² детально проанализировали шумы совокупной системы: шумящей преобразователь ИК излучения + фотоприемник, регистрирующий преобразованное излучение. Ими найдена, в частности, важная формула для эквивалентной шумовой мощности (NEP).

Экспериментальные исследования шумов спонтанного излучения при генерации суммарной частоты проводились в работах ^{57, 179, 180}. Шумы, обусловленные, по-видимому, примесной люминесценцией, наблюдались авторами ^{64, 78, 181}; шумы, связанные с флуктуациями накачки при недостаточной фильтрации, — в работе ⁶⁶ и т. д. Тепловые и фоновые шумы в окрестности 10 *жкм* детально изучены Люси с сотрудниками ^{27, 120, 125}. Их подавление путем охлаждения кристалла позволило зарегистрировать тепловое излучение пластины с T = -30 °C ¹²⁰. В работе ¹⁰¹ экспериментально исследовались распределения фотоотсчетов для темнового тока ФЭУ и преобразованного сигнала ($\lambda_2 = 1,15$ *жкм*, $\lambda_1 = 1,06$ *жкм*, LiNbO₃) и зарегистрирован ИК сигнал 5·10⁻¹⁴ *ет.* Достигнутая чувствительность выше, чем у ИК приемников другого типа (кроме гетеродинных).

В работах ^{10, 12, 27, 123} проведен детальный анализ экспериментальных аспектов повышения эффективности ПП вверх ИК сигналов с особым вниманием к диапазону вблизи 10 *мкм* и системам на прустите ^{12, 27}. При этом следует различать детектирование сигналов отраженного излучения при освещении объектов когерентным светом и детектирование их собственного теплового излучения.

Детектирование теплового излучения в диапазоне 6,5-12,5 мкм при температурах, порядка комнатных впервые осуществлено Фолком и Ярборо ¹¹⁴. Достигнутый тепловой контраст, ограниченный главным образом флуктуациями накачки, составлял несколько градусов. Люси ²⁷ визуализировал в прустите излучение теплового источника («серое» тело с T = 600 °C) в интервале величиной 0,5 мкм вблизи 10,6 мкм.

В ряде работ визуализировалось широкополосное ближнее ИК излучение. Для этой цели оказалась полезной предложенная в работах ^{52, 88, 89} схема критичного векторного синхронизма при сильной фокусировке пучков $\omega_{1, 2}$. Неоднократно преобразовывалось в LiNbO₃ излучение шрифта Нернста ^{62, 76} и глобара ^{61, 63, 70, 74, 75, 78}.

Контраст от объекта гораздо лучше при его освещении (например, излучением лазера на CO₂) и наблюдении отраженного излучения. Мильтон ¹² проанализировал соответствующие прикладные аспекты и пришел к выводу о хорошей конкурентоспособности такого рода устройств специального назначения (в отличие от теплового видения, где η гораздо меньше) по отношению, например, к известным сканирующим ИК устройствам ¹³.

Главный путь повышения эффективности ПП — увеличение интенсивности накачки и использование кристаллов с большой нелинейностью. Так, Кривощеков, Маренников и сотрудники ^{92, 93} при $P_1 = 15~Mem$ реализовали в LiIO₃ $\eta_{\kappa} = 12,5-15\%$ ($\lambda_1 = \lambda_2 = 1,06~M\kappa m$). В непрерывном режиме Смит и Мар ⁶⁹ получили в LiNbO₃ $\eta_{\kappa} = 10^{-4}$ ($\lambda_1 = 0,5145$, $\lambda_2 = 2,5 \div 4,5~M\kappa m$).

Существенное значение имело использование частотного режима накачки и особенно переход к частотному режиму как по накачке, так и по ИК излучению с синхронизацией импульсов на частотах $\omega_{1, 2}$. Последнее позволило использовать без разрушения кристаллов относительно большие пиковые значения мощности и тем самым увеличить $\eta_{\kappa}^{115, 116, 123}$. Так, в ¹²³ для $\lambda_2 = 10,6$ *мкм* при частоте следования импульсов f = 133 ги получено $\eta \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Для внерезонаторного преобразования из области 10,6 *мкм* эта величина является, по-видимому, рекордной, за исключением случая накачки сверхкороткими импульсами, где было получено $\eta_{\kappa} \approx \infty 0.1^{129}$.

Следующим важным шагом на пути к повышению эффективности ПП явилось помещение нелинейного кристалла в резонатор лазера ^{53, 85, 91, 99, 101, 108, 122, 143, 182}. Благодаря этому Гурский ⁹¹ впервые реализовал предельную эффективность $\eta_{\kappa} = 1$ (LiIO₃, $\lambda_2 = 3,39$ *мкм*). Кроме того, он визуализировал внутри резонатора излучение теплового источника

Таблица V

h2, мкм	λ1, мкм	Р1, вт	Сум- мар- ная (с) или разно- стная (р) часто- та	λ3, мкм	Нелинейный кристалл	n _ĸ	n _ə	Лите- ратура
2,54,5 (космиче- . ский источ- ник) 5,2-6,4 10,6 2,43,4 (штифт Нерн- ста) 10,6	0,5145 0,6328 0,647 0,6764 0,488 1,15	$\begin{array}{r} 3\\6,6\cdot10^{-3}\\6\cdot10^{-2}\\9,8\cdot10^{-4}\\0,1\\2\cdot10^{-3}\end{array}$	c p c c c	0,45 0,7 0,69 0,635 0,42 1,04	LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ Ag ₃ AsS ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ GaSe	$10^{-4} \\ 5 \cdot 10^{-5} \\ 10^{-7} \\ 6 \cdot 6 \cdot 10^{-9} \\ 2 \cdot 5 \cdot 10^{-4} \\ 1 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \\ \end{array}$	$8 \cdot 10^{-4} 4, 2, 10^{-4} 1, 5, 10^{-6} 1, 1, 10^{-7} 1, 6, 10^{-3} 1, 2, 10^{-5} $	69 137 35 128 62 138

Сводка характерных результатов по эффективности параметрического преобразования вверх ИК сигналов в непрерывном режиме

из области 3,4 мкм. Внутрирезонаторное преобразование теплового и лазерного излучения ближнего ИК диапазона проводилось также авторами работ ⁹⁹, ⁸⁵, ¹⁰¹, ¹⁸³. Воронин, Соломатин и Шувалов впервые преобразовали внутри лазерного резонатора излучение с $\lambda_2 = 10.6$ мкм в прустите, получив выигрыш в эффективности ~ в 20 раз ($\eta_{\kappa} = 1.5 \cdot 10^{-3}$)^{108, 122}. Аналогичная схема на основе AgGaS₂¹⁴³ позволила получить $\eta_{\kappa} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ в непрерывном и 0,4 в импульсном ($\tau = 0,5$ *мкс*) режимах. Корниенко, Рыжков и Стрижевский ¹⁸⁴ теоретически исследовали внутрирезонаторное ПП вверх ИК излучения в условиях, когда процесс ПП существенно влияет на работу задающего лазера. Ахманов и Дмитриев ¹⁸⁵ предложили использовать генерацию разностной частоты в оптическом резонаторе бегущей волны накачки в импульсном режиме с длительностью импульсов, меньшей времени установления стационарных колебаний («параметрический сверхрегенератор»). Выход по разностной частоте будет при этом пропорционален исходному ИК сигналу, а коэффициент преобразования по мощности n₂ может достигать значений ~10⁴. Такое устройство, несмотря на относительно высокий уровень шумов, было бы весьма эффективным для исследования кинетики многих быстропротекающих ИК процессов.

В поисках оптимального решения Воронин с сотрудниками ^{37, 38} (см. также ¹⁴⁰) применил схему со взаимно перпендикулярными пучками накачки и ИК сигнала ($\lambda_2 = 10,6$ *мкм*, прустит). Этим достигается пространственная развязка пучков $\omega_{1,2}$, что облегчает устранение фона накач-

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ки, позволяет применять антиотражающие покрытия на противоположных гранях отдельно для волн $\omega_{1,2}$, упрощает реализацию внутрирезонаторного преобразования ¹⁰⁸ и т. д. Другим удачным оригинальным решением явилось двойное преобразование излучения с $\lambda_2 = 10.6$ мкм при накачке лазером на основе YAG:Nd^{3+ 83}: сначала в AgGaS₂ с $\eta_{\kappa} = 0.3$,

Таблица VI

Сводка характерных результатов по эффективности ППИК сигналов путем генерации суммарной частоты при накачке излучением лазера в режиме модуляции добротности

λ2, мкм	λ1, мкм	Р ₁ или 1 ₁	λз, мкм	Нели- нейный кристалл	η _ĸ	η _ອ	Литера- тура
1.7 (ртутная	0,6943	$I_1 = 2 M em/cm^2$	0,49	LiNbO ₃	10-2	3,5.10-2	64
лампа) 0,7 (ксено-	1,06	I ₁ =100 Мвт/см ²	0,42	KDP	2·10-2	4.10-2	48, 49
новая лампа) 1,06 1,06	0,6943 1,06	$P_1 = 50 Mem$ $P_1 = 8.5 Mem$	$0,42 \\ 0,53$	KDP LiIO3	$2 \cdot 10^{-3}$ 0,125	$5 \cdot 10^{-3}$ 0,25	50, 52 92
1,6—3 (глобар) 10,6	0,6943	$I_1 \sim 3 M em/cm^2$ Режим сверхтон-	0,54 0.65	LiNbO ₃	1 0.107	4,3	78 129
9,26 CO ₂	0,53	ких импульсов $I_1 = 50 M em/cm^2$	0,3305	В пара́х натрия	0,58	16,2	157, 160

 $\lambda_3 = 0.97$ мкм и затем — в LilO₃ с $\eta_{\rm R} = 0.8$, $\lambda_3 = 0.507$ мкм (область высокой чувствительности фотокатода), либо в α -HIO₃ (см. также ¹⁴²). Тем самым в диапазоне 10 мкм может быть реализована чувствительность

Таблица VII

Сводка характерных результатов по эффективности ПП излучения среднего ИК диапазона путем генерации суммарной частоты при накачке излучением лазера на основе YAG: Nd³⁺ в частотном режиме. $\lambda_1 = 1,064$ мкм, $\lambda_2 = 10,6$ мкм, $\lambda_3 = 0,967$ мкм

Мощ- ность в импульсе P ₁ , вт	Средняя мощ- ность P ₁ , вт	Длитель- ность им- пульса т, мксек	Частота повторе- ния им- пульсов f, гц	Нелинейный кристалл	n _r	n _ə	Ли- тера- тура					
740 1,8 · 10 ⁻³ 190 100 10 ⁴	$\begin{array}{c} 0.002 \\ 0.005 \\ 0.8 \\ 1 \\ 0.02 \end{array}$	0,02 0,02 0,7 0,01 0,1	133 133 6 · 10-3 100 20	$egin{array}{c} Ag_3AsS_3\\ Ag_3AsS_3\\ AgGaS_2\\ GaSe\\ AgGaS_2+LiIO_3*) \end{array}$	$\begin{array}{r} 8 \cdot 10^{-4} \\ 2 \cdot 10^{-3} \\ 3, 6 \cdot 10^{-2} \\ 2 \cdot 10^{-4} \\ 0, 24 \end{array}$	$\begin{array}{c} 8,4\cdot 10^{-3} \\ 2\cdot 10^{-2} \\ 0,4 \\ 2,2\cdot 10^{-3} \\ 5 \end{array}$	116 123 141 146 83					
*) В с генерат	*) В этом эксперименте использовалось двойное ПП, Сначала в AgGaS2, затем в LiIO3, с генерацией излучения с $\lambda_3 = 0,507$ мкм.											

ФЭУ видимой области. Ильинский и Петникова ⁸² обсуждали теоретические аспекты такого преобразования.

Другая перспективная возможность связана с использованием резонансных газовых сред ¹⁵⁷⁻¹⁶¹. Такие среды центросимметричны, поэтому преобразование в них возможно лишь за счет кубичной (и более высокого порядка) нелинейности. Ввиду аномального роста последней в резонансных условиях при надлежащем выборе газа эффект оказывается весьмабольшим. Так, Харрис с сотрудниками ¹⁶⁰ при двухфотонном резонансе получил преобразование ИК излучения в парах натрия из области около 10 мкм в область вблизи 3320 Å с η_к до 58%, что соответствует (за счет большой ω₈) η₉ = 1620%. В табл. V-VIII приведена сводка характерных экспериментальных

В табл. V—V111 приведена сводка характерных экспериментальных результатов по эффективности ПП вверх ИК сигналов. Как видно, в современных экспериментах $\eta_{\rm K} \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ для непрерывного и $\sim 1 - 10^{-1}$

Таблица VIII

λ2, мкм	λ1, мкм	Средняя выходная мошность лазера P ₁ , вт	λз, мкм	Нелн- нейный кристалл	η _ĸ	ກ _ອ	Литера- тура
3,39 (He — Ne) и 3,4 (тепловое излучение)	0,6943	1500	0,58	LiIO ₃	1	6	91
10,6 1,15 (He – Ne) 1,064 10,6	1,064 1,064 1,064 1,064 1,064	15 1500 1500	$0,967 \\ 0,55 \\ 0,532 \\ 0,967$	Ag ₃ AsS ₃ LiIO ₃ LiIO ₃ AgGaS ₂	1,5·10 ⁻³ 0,38 0,125 0,4	$1,5\cdot10^{-2}$ 0,8 0,25 4,8	108, 122 101 105 143

Сводка характерных результатов по эффективности ПП вверх ИК излучения путем генерации суммарной частоты при помещении нелинейного кристалла внутрь резонатора лазера накачки

для импульсного (с модуляцией добротности) режимов. Значения $\eta_{\rm K} \sim 1 - 10^{-1}$ получаются также при помещении нелинейного кристалла внутрь лазерного резонатора. При частотном режиме в отдельных импульсах обычно $\eta_{\rm K} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$. В ряде случаев $\eta_{2} > 1$. В этом отношении особенно показателен случай газов, где $\eta_{2} = 16,2$ (см. табл. VI). Достигнутые значения η достаточны для многих применений.

Результаты, о которых шла речь в настоящем разделе, не исчерпывают всех аспектов задачи о параметрическом преобразовании ИК сигналов вверх как методе их детектирования. Можно упомянуть еще исследование влияния случайных неоднородностей кристалла на величину η^{186} ; анализ условий использования для регистрации излучения ω_3 инерционных электронно-оптических усилителей в импульсном режиме ⁹⁴; изучение зависимости $\eta_{\rm K}$ (I_1) при многомодовой накачке, показавшее насыщение $\eta_{\rm K}$ на уровне 50% (в отличие от случая гармонической накачки) ¹⁰²; применение данного метода для регистрации и анализа спектральной ¹⁰⁸, ¹¹³, ¹³⁵ и др. и временной ¹²⁹, ¹⁴⁰, ¹⁸⁷ структуры излучения лазера на CO₂, а также ИК излучения, возникающего в различных физических процессах: комбинационном рассеянии света в ИК диапазоне ¹⁸⁸ (теоретически), параметрической генерации ¹⁰³ и др.; применение для расширения диапазона перестройки оптического параметрического генератора ⁸⁵, ¹⁰⁴, ¹⁸²; в экспериментах по прецизионному определению скорости света в вакууме ¹³⁵ и т. д.

В последующих разделах мы остановимся подробнее на некоторых важных аспектах данной проблемы.

в) Некоторые экспериментальные аспекты

На рис. 1 представлена блок-схема типичного устройства для экспериментальной реализации ПП вверх ИК сигналов. Оно отвечает коллинеарному взаимодействию волн $\omega_{1,2}$ (при перпендикулярном их распространении изменения в схеме очевидны). На рис. 5 схематически изображено устройство с внутрирезонаторным ПП, использованное в ¹⁰⁸, ¹²². Существенно, что во всех случаях как необходимое оборудование, так и большинство вспомогательных процедур, как-то: реализация условий фокусировки, настройка кристалла до положения синхронизма, фильтрация

выходящего излучения и т. н. носят стандартный характер. Для формирования ИК пучков требуется специальная (например, германиевая) оптика. При относительно малых ηк сильно возрастает опасность засветки фотодетектора фоном лазерной накачки. Здесь нужна тщательная фильтрация генерированного излучения. При е₁ <u>–</u> ез возможна прежде всего поляризационная фильтрация. Но этого может оказаться недостаточно. В слу-



Рис. 5. Блок-схема устройства для ПП ИК излучения внутри лазерного резонатора ¹⁰⁸, ¹²². 1, 4, 6, 10 — зеркала, 2 — активный элемент — ҮА G: Nd³⁺, 3, 9 — поляризаторы, 5 — СО₂-лазер, 7 — линза, формирующая ИК пучок, 8 — нелинейный кристалл (прустит), 11 — фильтр, 12 — блок регистрации.

чаях, когда $\omega_2 \ll \omega_1$ и $\omega_3 \approx \omega_1$, приходится использовать интерференционные фильтры. Все это ослабляет в известной мере и полезный сигнал, что необходимо специально учитывать. Так, в работе ²⁷ ($\lambda_1 = 0,6943$ мкм, $\lambda_2 = 10,6$ мкм) накачка ослаблялась поляризатором Глана и шестью последовательно расположенными фильтрами в 10^{16} раз, а пропускание волны на суммарной частоте с $\lambda_3 = 0,6516$ мкм составляло 15%. Важную роль играет чистота пространственной и спектральной структуры излучения накачки.

r) Особенности параметрического преобразования вверх теплового излучения

Главная отличительная особенность теплового излучения состоит в его широкополосности. Поэтому в силу конечности спектральной ширины синхронизма δ_2 эффективность ПП коллимированного теплового излучения относительно невелика. Здесь выгоднее иметь большое δ_2 . При изменении направления распространения ИК излучения в кристалле преобразуется другой участок спектра, поскольку угол синхронивма зависит от частоты. Поэтому поле зрения при наблюдении тепловых источников расширяется. Аналогично, ширина преобразованного спектра $\Delta \omega_2$ тем больше, чем больше угол приема. Эти аспекты обсуждаются в работах 12, 27, 114, 177 и др..

Излучение нагретых тел происходит на фоне теплового излучения окружающей среды. Последнее непрерывно флуктуирует. Поэтому существует минимальный температурный контраст ΔT , доступный регистрации. Согласно ¹², ⁸¹, ¹⁷⁷

$$\Delta T = \frac{A}{e\Omega\psi_3 \sqrt{P_1T}}, \quad A = \frac{1.13}{dB/dT} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 B}{\delta_2 \varkappa_3 a}},$$

где Ω — телесный угол приема ИК излучения, τ — время интегрирования при детектировании преобразованного излучения, ψ_3 — угол его приема (в радианах), \varkappa_3 — квантовый выход детектора на частоте ω_3 , a — приведенная эффективность ПП (4). При $\tau \sim 1$ сек и $P_1 \sim 1$ ет вполне возможно детектирование контраста с $\Delta T \sim 1^{\circ}$ и менее. Реализация этой возможности требует, однако, высокой поперечной однородности накачки (не хуже 0,2%) и однородности поверхности фотокатода не хуже 1%¹¹⁷, что на практике осуществить непросто.

д) Чувствительность параметрических приемников ИК излучения. Сравнение с другими приемниками

Обсудим, наконец, вопрос о чувствительности параметрического приемника ИК излучения, включающего параметрический преобразователь и детектор преобразованного излучения (обычно фотоприемник). Важнейшей сравнительной характеристикой чувствительности фотоприемников является ⁶ мощность, эквивалентная шуму (NEP). Произведение NEP $\sqrt{\Delta f}$ (Δf — эффективная полоса частот фотодетектора) определяет минимальный детектируемый сигнал.

Анализ вопроса о NEP параметрического приемника проведен Бойдом и Клейнманом³², которые установили следующую формулу:

$$\mathrm{NEP} = \frac{1}{\eta_{\theta}} \sqrt{(\mathrm{NEP}_{3})^{2} + \frac{2\hbar\omega_{3}}{\varkappa_{3}} P_{3\mathrm{m}}},$$

где NEP₃ относится к фотоприемнику на частоте ω_3 , P_{3m} — мощность шума на частоте ω_3 . Слагаемым с P_{3m} в ближнем ИК диапазоне обычно можно пренебречь ⁶², ⁶⁹, ⁹¹, ¹¹⁹, ¹⁴⁹ и NEP = η_3^{-1} NEP₃ (кроме случаев, когда $\eta_{\kappa} \ge 0, 1^{-189}$).

В таблице IX приведены характерные результаты по величине NEP. Как видно, наилучшие из них $\sim 10^{-14} - 10^{-15} \ em \cdot z y^{-1/2}$ относятся к ближнему ИК диапазону. В области 10 *мкм* достигнутый NEP оказывается

Таблица IX

λ2, мкм	λ1, мкм	λз, мкм	Нелинейный кристалл	η _ə	$\begin{vmatrix} \text{NEP,} \\ \mathfrak{sm} \cdot \mathfrak{eu}^{-1/2} \end{vmatrix}$	Литера- тура
$\begin{array}{c},\\\\\\\\\\\\\\\\\\\\$	$\begin{array}{c} 0,6943\\ 0,6328\\ 0,6328\\ 1,06\\ 0,5145\\ 0,6943\\ 0,647\\ 0,488\\ 1,064\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,49 \ (c) \\ 0,53 \ (c) \\ 0,67 \ (p) \\ 0,967 \ (c) \\ 0,44 \ (c) \\ 0,58 \ (c) \\ 0,69 \ (p) \\ 0,42 \ (c) \\ 0,55 \ (c) \end{array}$	LiNbO ₃ LiNbO ₃ HgS Ag ₃ SbS ₃ LiNbO ₃ LiJO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ LiIO ₃	$\begin{array}{c} 3,5\cdot 10^{-2}\\ 3,2\cdot 10^{-6}\\ 6,3\cdot 10^{-9}\\ 6,6\cdot 10^{-8}\\ 8\cdot 10^{-4}\\ 5\\ 1,5\cdot 10^{-6}\\ 1,6\cdot 10^{-3}\\ 0,8 \end{array}$	$5 \cdot 10^{-6} \\ 3 \cdot 10^{-8} \\ 9 \cdot 10^{-6} \\ 8 \cdot 10^{-7} \\ 10^{-14} \\ 7 \cdot 10^{-16} \\ 10^{-10} \\ 7 \cdot 3 \cdot 10^{-13} \\ 1 \cdot 5 \cdot 10^{-$	64 66 107 149 69 91 35 62 101

Сводка характерных экспериментальных результатов по величине NEP при ПП вверх ИК сигналов (с-суммарная частота, р-разностная)

несколько хуже $(10^{-10} \text{ cm} \cdot e q^{-1/2})$, что связано в первую очередь с возрастанием роли тепловых и фоновых шумов и трудностями фильтрации. Однако с учетом теоретических расчетов ¹²⁸ можно ожидать, что эта цифра будет улучшена до величин ~ $10^{-13} \text{ cm} \cdot e q^{-1/2}$.

Следует также иметь в виду, что быстродействие параметрических приемников определяется только постоянной времени приемника видимого диапазона, которая обычно не хуже 10⁻⁹ сек, либо обратной шириной полосы пропускания ≈ 10⁻¹⁰ сек. Благодаря тому, что в ряде случаев $\delta_2 \sim 10 \div 100 \text{ см}^{-1}$, ПП вверх заведомо вне конкуренции в случае сверхкоротких ИК импульсов ($\tau < 10^{-10}$ сек) ¹⁴⁰. Из всего этого вытекает, что параметрические приемники ближнего ИК излучения по уровню NEP и быстродействию уже сейчас по крайней мере не уступают лучшим из традиционных приемников прямого детектирования, а некоторые типы существенно превосходят. В отличие от последних, высокий уровень NEP и быстродействие достижимы одновременно. Для реализации преимуществ параметрических приемников в средней ИК области ($\lambda_2 = 10$ мкм) требуются еще дополнительные разработки. По-видимому, здесь достижимый уровень NEP того же порядка, что и у лучших охлаждаемых болометров, но постоянная времени — значительно меньшая.

Для сравнения параметрического приемника с гетеродинным^{7, 8} целесообразно перейти к абсолютной чувствительности Q, поскольку приемники этих двух типов работают в различных шумовых режимах: первый — в режиме тепловых или квантовых шумов приемника видимой области, второй — в режиме «шумов в сигнале». Полагая в первом случае NEP = $10^{-14} \ em \cdot cu^{-1/2}$, а во втором — чувствительность на единицу полосы $7 \cdot 10^{-20} \ em \cdot cu^{-7}$, находим при $\Delta f = 100 \ Mcu$, $Q_1 = 10^{-10} \ em$, $Q_2 =$ = $7 \cdot 10^{-12} \ em$. Таким образом, гетеродинный приемник более чувствителен. К сожалению, однако, область применимости гетеродинного приемника на практике в настоящее время ограничена регистрацией излучения CO₂ лазера, поэтому он отнюдь не исключает параметрический прием.

В работах ¹⁴⁴, ³², ³, ¹³ проанализирован вопрос о применении параметрических приемников в устройствах оптической связи с несущей длиной волны 10 *мкм*. Вывод таков, что для целей телевидения в настоящее время было бы предпочтительнее прямое детектирование, однако для передачи телефонных разговоров и особенно спектроскопической информации параметрические приемники могут оказаться более выгодными.

Итак, можно выделить как перспективные следующие области применения параметрических приемников ИК излучения: 1) детектирование слабых ИК сигналов; 2) анализ быстро протекающих процессов и 3) передача информации с несущей волной 10 мкм, не требующей очень широкой полосы пропускания.

4. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИК ИЗОБРАЖЕНИЙ

a) Краткий обзор основных результатов

Начало современного этапа исследований по параметрическому преобразованию ИК изображений в видимый диапазон связано с работой Мидвинтера ⁶⁵. В этой работе визуализировалось в LiNbO₃ ($\lambda_1 = 0,6943 \ \text{мкм}$) сформированное на бесконечности в поле излучения ксеноновой лампы ($\lambda_2 = 1,6 \ \text{мкм}$) изображение линейной решетки. В угловой апертуре 60 мрад было получено число разрешимых линейных элементов $N_{\pi} \sim 50$. В 1968 г. Уорнер ¹¹² впервые осуществил также преобразование ИК изображения из области 10,6 мкм в прустите ($\lambda_1 = 0,6943 \ \text{мкм}$), получив угловое разрешение 15 мрад и $N_{\pi} = 20$. Принципиальное значение имели также работы ⁴, ⁵ (1969 г.), в которых впервые реализована параметрическая ИК голография. Впервые получена, в частности, визуализированная трехмерная голограмма близкого объекта с разрешением порядка дифракционного, что открывает, по сути, новый эффективный метод в ИК голографии.

Фактически с 1969 г. начинается широкое исследование различных конкретных закономерностей ПП ИК изображений и анализ путей улучшения его характеристик. В 1969—1970 гг. рядом авторов независимо теоретически и экспериментально изучены взаимное рсположение ИК объекта и его преобразованного изображения, продольное и поперечное разрешение в плоскости наилучшей фокусировки, влияние расходимости излучения и другие родственные вопросы. Сюда относятся серия работ Фирестера 55, 56, 67, 68, 190, работы Уэллера и Эндрю 46, Воронина, Ильинского и сотрудников ²⁵, ²⁶ и др. Исключительно плодотворную роль в теоретическом исследовании сыграла введенная Ильинским и Янайтом²⁶ функция разброса, определяющая поле, которое отвечает точечному ИК источнику. Другой метод расчета основан на рассмотрении хода лучей 11, 46, 100, 190-192; его достоинством является простота и наглядность. Он не позволяет, конечно, получить пространственное распределение поля изображений, но дает возможность найти положение и размер изображения и т. п. Некоторые итоги первого этапа исследований были подведены в обзоре¹¹. Вскоре выяснилось^{25, 26}, что схема Мидвинтера^{21, 65} с удаленным объектом фактически менее выгодна, чем схема с близким объектом, поскольку последняя, обеспечивая такие же эффективности преобразования и разрешение, пригодна для получения объемных изображений, менее критична к расходимости накачки и искажениям ее волновых фронтов, неоднородностям кристаллов и т. д.

Исследование поперечного разрешения Δ_{\perp} вне плоскости наилучшей фокусировки, а также продольного разрешения Δ_{\parallel} проведено в работах ⁵¹, ⁷¹ (теоретически и экспериментально). В кристалле КDP толщиной 6 мм ($\lambda_1 = \lambda_2 = 1,06$ мкм) получено $\Delta_{\perp} = (2,5-2) \cdot 10^{-2}$ мм, $\Delta_{\parallel} =$ = 11 мм. Для функции разброса и $\Delta_{\perp,\parallel}$ в ближней и дальней зоне френелевской области апертурной диафрагмы были найдены аналитические выражения. Впоследствии Корниенко, Овечко и Стрижевский ¹⁰⁰ нашли приближенные аналитические выражения, справедливые во всей френелевской зоне.

Влиянию немонохроматичности посвящены работы ^{102, 111, 193}. В частности, в ¹¹¹ показано, что при определенном положении ИК объекта роль хроматических аберраций резко снижается. Ильинский и Петникова ¹⁹³ показали, что вследствие преобразования боковых компонент немонохроматического излучения происходит суже́ние центрального пика функции разброса и одновременно появляются крылья, а также исследовали влияние расходимости накачки (см. также ^{102, 194, 195}). В ¹⁹⁵ показано для случая критичного синхронизма, что при больших $\Delta \omega_2$ разрешение определяется произведением $\Delta \omega_2$ на дисперсию направления синхронизма и не зависит от *l*. Из ^{196, 102} вытекает, что Δ_{\perp} практически не меняется при переходе в область больших η_{κ} и наличии поглощения. Однако при небольшой отстройке от направления касательного синхронизма согласно ^{51, 196} можно добиться некоторого увеличения Δ_{\perp} .

Существенное влияние на поперечное разрешение оказывает неоднородность кристалла ^{115, 186}, ¹⁹⁷, которая приводит к угловому уширению синхронизма и соответственно к ухудшению Δ_{\perp} в $(l/d)^{1/2}$ раз $(d \rightarrow xapak$ $терный масштаб продольной неоднородности кристалла); величина <math>\Delta_{\perp}$ не меняется. В работах ^{121, 198} исследовано влияние «зернистости» изображения, возникающей при когерентном освещении и ухудшающей разрешение. Предложена методика снижения ее влияния путем небольших механических перемещений объекта (или рассеивателя — при освещении транспаранта). В импульсном режиме аналогичный эффект дает усреднение по импульсам.

В 1972 г. Чу и Пейс¹¹⁸, реализовав схему с бесконечно удаленным объектом при накачке излучением, отвечающим одной моде TEM_{00} ($\lambda_2 = 10.6$ *мкм*, $\lambda_1 = 1.06$ *мкм*, прустит), получили угол зрения 12° и угловое разрешение 3 *млрад*, близкое к дифракционному пределу (см. также ¹³²).

Хелм и Уорнер⁸¹ и Фолк и Тиффани¹¹⁷ построили теорию ПП тепловых ИК изображений и показали, в частности, что с ростом числа разрешимых элементов обнаружение на тепловом фоне затрудняется. Люси²⁷, проведя серию тщательных измерений, продемонстрировал, как ухудшается разрешение с ростом расходимости накачки. Мильтон¹² (см. также¹³) обстоятельно проанализировал функциональные применения ПП ИК изображений и пришел к выводу, что потенциально для области 10,6 мкм наиболее интересны применения в системах ви́дения с лазерным облучением и лазерных радарах при относительно большом числе разрешимых элементов, хотя жесткая конкуренция со стороны лазерных растровых сканирующих систем требует еще тщательной отработки и оптимизации узлов.

Перечисленные результаты связаны в основном с применением касательного синхронизма. В 1970—1971 гг. Гайнер, Кривощеков, Круглов, Лебедев и Маренников предложили и реализовали принципиально иную схему, основанную на использовании критичного векторного синхронизма (КВС) с сильно расходящейся накачкой ^{30, 47, 50}. В этой схеме существенно расширяется угловое поле зрения. Экспериментальная реализация с кристаллом KDP сразу же обеспечила угловую апертуру $\sim 49^{\circ}$ 47, 50. Теоретические и экспериментальные исследования схемы КВС проводились также в работах ⁴², ⁵², ⁸⁶, ⁸⁷, ⁸⁹, ⁹², ^{199–202}. В теории в основном применялся метод классических функций Грина. Оказалось ^{86, 87, 199}, что в схеме КВС при использовании цилиндрической волны накачки (расходимость нужна только в плоскости синхронизма) разрешение определяется дифракцией ИК излучения на апертуре кристалла *) (при близком ИК объекте могут возникать аберрации, но их нетрудно устранить коррегирующей оптикой за исключением дисторсии, которая, впрочем, не влияет на величину разрешения). В работах ^{92, 203} проведено всестороннее сравнение схем с КВС и с касательным синхронизмом.

В ряде работ изучались аберрации изображения: астигмати3м различие плоскостей наилучшей фокусировки по двумвзаимно перпендикулярным направлениям за счет анизотропии ^{50, 96, 100}, аберрации геометрического происхождения, обусловленные сложной формой поверхности синхронизма ^{96, 100, 203}, хромматические аберрации ²⁰³, аберрации, связанные с линзами оптической системы ^{204, 205} и др. Возможны ситуации, когда аберрации не только ухудшают качество изображения, но и определяют разрещение ^{96, 97, 200, 201, 203}.

Отметим еще ряд результатов последнего времени. Тсенг ¹²³ впервые продемонстрировал ПП в прустите изображения удаленного объекта в реальном (0,1—1 сек) масштабе времени при использовании синхронных импульсов лазеров на CO₂ и на YAG : Nd³⁺. Харрис и Блум показали, что при ПП в парах металлов ширина полосы преобразования достаточно велика для ПП тепловых изображений ¹⁵⁸. Степпертс, Харрис и Янг ¹⁶¹ реализовали преобразование в парах цезия ИК изображения (1000 элементов) из области 2,9 мкм в область 4558 Å ($\eta_3 = 20\%$). Молебный, Овечко и Стрижевский ¹⁰⁵ осуществили внутрирезонаторное преобразование ИК изображения с угловым разрешением 1'—2' (в 1,5—2 раза больше дифракционного предела) и полем зрения 4—5°. Устинов, Матвеев и сотрудники ²¹⁴⁻²¹⁶ показали возможность использования нелинейных кристаллов для формирования корреляционных, автокорреляционных и других функций изображения в реальном масштабе времени.⁴

^{*)} При использовании диффузно-расходящейся накачки оно будет, по-видимому, определяться угловой шириной синхронизма (хотя первоначально полагали, что это верно в любом случае ^{30, 47}). В случае касательного синхронизма разрешение обусловлено конечностью толщины кристалла.

б) Теоретические сведения

При параметрическом преобразовании ИК изображений типичная общая постановка задачи в схематизированном виде такова (рис. 6). В некоторой плоскости $z = z_2$, параллельной граням нелинейного кристалла НК, задано распределение ИК поля ω_2 . Поле ω_2 , излучаемое этой плоскостью, поступает в кристалл вместе с накачкой ω_1 и частично преобразуется в поле $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Формально можно считать, что последнее излучается некоторой плоскостью $z = z_3$, на которую сфокусирован



Рис. 6. Иллюстрация общей схемы параметрического преобразователя ИК изображения.

объектив наблюдателя О. Выбор последней в известной мере условен. Наибольший интерес представляет плоскость, в которой обеспечивается наилучшая поперечная разрешающая способность изображения. Под разрешающей способностью понимают обычно эффективный радиус (по данному направлению) изображения исходного точечного ИК объекта.

Существует ряд различных по форме методов расчета ППИК изображений. В задачах с параксиальными пучками (например, ПП в схеме

касательного синхронизма) наибольший эффект дает сочетание метода укороченных уравнений с методом фурье-оптики ²⁰⁶. В случае КВС, где расходимости очень велики, более эффективным оказывается ^{86, 87, 200, ²⁰¹ использование классических функций Грина. Наконец, относительно прост и нагляден метод хода лучей с учетом взаимодействия волн в нелинейном кристалле, применявшийся в параксиальном приближении в ^{11,} ^{46, 100, 190, 191 и др.}}

Приведем некоторые важнейшие результаты теоретических расчетов. В случае некритичного синхронизма при плоской волне накачки, распространяющейся вдоль оси z (см. рис. 6), поперечное и продольное разрешение $\Delta_{\perp,\parallel}^{\text{нк}}$, а также число разрешимых (по площади) элементов $N^{\text{нк}} = (N_{\perp,\parallel}^{\text{нк}})^2$ при наличии перед кристаллом апертурной диафрагмы с гауссовой амплитудной прозрачностью вычислены в ¹⁰⁰.

В частности, в плоскости наилучшей фокусировки и при ИК объекте — в «ближней» зоне

$$\Delta_{\perp}^{\mathrm{HK}} \approx 1.4 \sqrt{\frac{lk_{1}}{k_{2}k_{3}}}, \quad \Delta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{HK}} \approx l \, \frac{k_{1}}{2n_{2}k_{3}} \sim l,$$

а $N^{\text{нк}} \equiv (a_0/\Delta_{\perp}^{\text{нк}})^2 \sim a_0^2/\lambda_2 l$ — в этой же плоскости при произвольном $z_2^{25}, z^{26}, 100$ $(a_0 - pадиус$ гауссовой диафрагмы или радиус пучка накачки). При $a_0 = l = 1$ см, $\lambda_2 = 1$ мкм $N^{\text{нк}} \sim 10^4$. Отметим, что продольные размеры изображения растягиваются в ω_3/ω_2 раз, а поперечные — не меняются. Вне приближения заданного поля $\Delta_{\perp}^{\text{нк}}$ несколько ухудшается $^{196}, 10^2$. В случае бесконечно удаленного ИК объекта целесообразно говорить об угловом поле зрения, которое здесь $\sim \psi_2^{\text{нк}}$. Угловое разрешение порядка дифракционного угла $\varphi_{2\pi}$ и $N \sim (\psi_2^{\text{нк}} n_2/\varphi_{2\pi})^2$. В случае КВС $N^{\text{кр}} = (S_2/\lambda_2^2) \varphi_1^2$, где S_2 — площадь входной апертуры

В случае КВС $N^{\text{кр}} = (S_2/\lambda_2^{-2}) \varphi_1^2$, где S_2 — площадь входной апертуры преобразователя, $\lambda'_2 = \lambda_2/n_2$, φ_1 — угол расходимости накачки в плоскости синхронизма ⁸⁷. При $S_2 = 1 \ cm^2$, $\lambda'_2 = 1 \ m\kappa m$, $\varphi_1 = 30^\circ$ имеем $N^{\text{кр}} =$ = 2.10⁷. Эта величина существенно превосходит $N^{\text{нк}}$ вследствие большого роста углового поля зрения, которое в любой плоскости $\sim \varphi_1$, в то время как угловое разрешение по-прежнему $\sim \phi_{2\pi}$. Предельное значение ϕ_1 ограничено величиной $2\theta_{\text{синхр}} \sim 1_{\text{рад}} \gg \psi_2^{\text{нк}}$. Это ограничение определяется условием однозначности соответствия между лучами на частотах ω_3 и ω_2^{87} . Отметим еще, что реализация предельно возможного разрешения схемы КВС требует удаления ИК объекта на бесконечность, так как в противном случае возникают геометрические аберрации, снижающие разрешение ⁸⁶, ⁹⁶, ¹⁰⁰, ²⁰³, ²⁰⁷.

В конечном итоге главными характеристиками преобразователя изображений являются число разрешимых элементов N и эффективность преобразования η . Лучше та схема, которая обеспечивает требуемое N при большем η . Выразим поэтому η через N для обеих схем. Зависимость $\eta_{\vartheta}^{\text{HK}}$ (N) $\sim N^{-2}$ найдем, исключая l из формул (4) и $N^{\text{HK}} = (a_0/\Delta_{\perp}^{\text{HK}})^2$, а функцию $\eta_{\vartheta}^{\text{KP}}$ (N) $\sim N^{-1/2}$ получим, исключая φ_1 из формул $N_{\text{KP}} =$ $= (S_2/\lambda'_2)\varphi_1^2$ и $\eta_{\vartheta}^{\text{KP}} = BP_1/\varphi_1$ (последняя была установлена в $^{\vartheta 2}$, B известная константа). Считаем, что входной зрачок в обоих случаях имеет одну и ту же площадь S. При не очень больших N $\eta_{\vartheta}^{\text{HK}}$ существенно превосходит $\eta_{\vartheta}^{\text{KP}}$. Однако, поскольку $\eta_{\vartheta}^{\text{HK}}$ падает с ростом N гораздо быстрее, в области $N \ge N_0$ будет уже $\eta_{\vartheta}^{\text{KP}} \ge \eta_{\vartheta}^{\text{HK}}$. Грубо говоря, $N_0 \sim 4 (S/\lambda_2^2)^{2/3}$. Следовательно, схема КВС с углублением в ИК область выигрывает быстрее, т. е. при меньших N. Так, в случае $S = 1 \ cm^2$ имеем $N_0 \approx$ $\approx 9 \cdot 10^5$ при $\lambda_2 = 1$ мкм и $N_0 \approx 4 \cdot 10^4$ при $\lambda_2 = 10$ мкм. Авторы 92 , 203 считают, что простота пространственной развязки волн

Авторы ⁹², ²⁰³ считают, что простота пространственной развязки волы в схеме КВС может обеспечить ее полезность и в области $N \ll N_0$. Ясно также, что в области $N \ll 10^2 - 10^3$ (для многих практических целей этого вполне достаточно) более выгодно использование касательного синхронизма. Преимуществом схемы касательного синхронизма является также сохранение информации об объеме ИК объекта.

в) Экспериментальные и прикладные аспекты

Типичная экспериментальная схема преобразователя на основе касательного синхронизма¹¹¹ отличается от показанной на рис. 1, по сути, лишь тем, что перед линзой \mathcal{C} помещается ИК транспарант — в данном случае проволочная сетка. Ее исходное изображение на 10,6 *мкм*, сформированное германиевой линзой \mathcal{C} , может быть расположено вне кристалла (с любой стороны), либо внутри него. Совмещающая пучки $\omega_{1,2}$ пластинка 8 также германиевая. Преобразованное изображение фильтруется и фиксируется фотокамерой. На рис. 7 показаны фотографии изображения сетки при различных положениях ИК объекта и различных значениях ширины ИК спектра. Видно, в частности, что уширение ИК спектра, вообще говоря, портит качество изображения (ср. рис. 7, *а* и \mathcal{O}), но этот эффект устраняется подходящим выбором положения объекта (рис. 7, e).

Иначе выглядит схема на основе КВС. Типичный пример содержится на рис. 8, заимствованном из ⁸⁷. Взаимодействующие пучки ($\lambda_{1,2} =$ = 1,064 *мкм*) направляются в нелинейный кристалл LiJO₃ под углом векторного синхронизма (около 40°). На пути каждого из них помещена микрощель и объектив, формирующий ее цилиндрическое изображение (в данном эксперименте — за кристаллом). Преобразованное изображение также расположено за кристаллом и фиксировалось на фотопленке. Плоскость расходимости перпендикулярна к оптической оси; рабочие грани кристалла нормальны центральным лучам. На рис. 9 показано преобразованное изображение стандартной миры с угловым разрешением в плоскости фокусировки 28″ и линейным разрешением 130 линий/мм.



Рис. 7. Визуализированное в ¹⁰⁹ из области 10,6 мкм изображение проволочной сетки. а) Ширина ИК спектра Δ₂ = 26 см⁻¹, z₂ = 12 см (см. рис. 6); б) ИК излучение квазимонохроматично (CO₂-лазер с одним колебательно-вращательным переходом), z₂ = 12 см; е) влияние немонохроматичности (Δ₂ = 26 см⁻¹) устраняется подходящим выбором положения ИК объекта (z₂ = l/2n₂).



Рис. 8. Блок-схема параметрического преобразователя ИК изображений с использованием КВС ⁸⁷.

7 — лазер на основе YAG: Nd³⁺, 2 — светоделительная пластинка, 3 — микрощель, 4, 7, 10, 11 — объективы, 5 — отражающее зеркало, 6 — ИК транспарант, 8 — кристалл LiIO₃, 9 — положение плоскости наилучшей фокусировки визуализированного изображения, 12 — фотокамера.



Рис. 9. Изображение стандартной миры, полученное в схеме КВС 87.

.

На рис. 10 показана схема внутрирезонаторного преобразования ИК изображений ¹⁰⁵. Нелинейный кристалл 8 помещался в резонатор задающего лазера ($\lambda_1 = 1,064$ мкм, оо $\rightarrow e$), образованный зеркалами 1, 10; 2 — ячейка Покельса, 3 — активный элемент. Часть излучения



Рис. 10. Схема внутрирезонаторного параметрического преобразования ИК изображений ¹⁰⁵.

ответвлялась из резонатора при помощи плоскопараллельной пластинки 5 и использовалась в роли ИК сигнала, который направлялся в нелинейный кристалл (LiJO₃, ось С перпендикулярна к плоскости рисунка) при помощи поворотного зеркала 6, проходя но пути-перез транснарант

а — *а*', либо вместо зеркала подиффузно отражающий мещался объект, изображение которого и визуализировалось; 11 — фильтр, 12 — фотокамера. В целях снижения влияния потерь в нелинейном кристалле-пластинке 5 и др. на работу задающего лазера, применялась «промежуточная обратная связь» — в резонатор помешалось вспомогательное зеркало 4, коэффициент отражения которого оптимизировался ($R_{\rm out} \sim$ ~ 0,3). Для управления пространственной структурой поля в области кристалла последний помещался между двумя цилиндрическими линзами 7 и 9. На рис. 11 показано визуализированное изображение монеты достоинством 1



Рис. 11. Визуализированное внутри лазерного резонатора изображение монеты достоинством 1 рубль ¹⁰⁵.

рубль. Качество изображения — достаточное для практических целей. Сводка характерных экспериментальных результатов содержится в табл. Х. Как видно, в схемах с коллинеарным и касательным синхронизмом типичное значение реализованного углового разрешения ~ нескольких мрад. В то же время в схеме КВС эта величина ~ на порядок лучше. Схема КВС обладает также бо́льшим угловым полем зрения и числом разрешимых элементов. Однако, как уже говорилось, она уступает схеме с касательным синхронизмом по эффективности преобразования, кроме области больших N.

Сравнение параметрического преобразователя ИК изображений (ради краткости, назовем такой преобразователь параметриконом) с другими ИК-визорами проводилось в работах ¹⁰, ¹², ¹³. По детектируемому тепловому контрасту существующие устройства превосходят параметриконы. По разрешению схемы, основанные на коллинеарном и касательном синхронизме, дают примерно то же самое (или немного хуже), что и существующие ИК-визоры, для которых достижимы $N \sim 10^4 - 10^5$. Однако в схемах КВС уже зафиксирована визуализация с $N = 10^{6}$ ³⁰, ⁵⁰, ⁵², и это, по-видимому, не предел: согласно теоретическим оценкам авторов ⁸⁷ достижимо разрешение $N \approx 2 \cdot 10^7$. Поэтому параметриконы на основе

таомица и	т	a	б	л	и	ц	a	Х
-----------	---	---	---	---	---	---	---	---

λ2, мкм	λ1, мкм	Cxe- Ma *)	Нелиней- ный кристалл	Угловое разре- шение, мрад	Угловое по ле зре- ния **), град	Линей- ное раз- решение, линий/мм	Полное число линейно разре- щаемых элементов	Полное число разреша- емых эле- ментов по площади	Ли- тера- т у ра				
1,6 1,15 10,6 1,15	$0,6943 \\ 1,064 \\ 0,6943 \\ 1,064 \\ 1,064$	а а б б	LiNbO ₃ KDP Ag ₃ AsS ₃ KDP	1,2 15 1,7	3,42 17,1	28	50 20		21, 65 199 20, 112 46				
1,06 1,06 1,06 10,6 10,6	$1,06 \\ 0,6943 \\ 1,06 \\ 0,6943 \\ 1,064 $	б в б б	KDP KDP KDP Ag ₃ AsS ₃	от диф. предела 0,3—0,45 3	49 2 9,7 12	$18-20\ 52\ 25\ 10$	150 10 ³	150 imes 150 $10^{3} imes 10^{3}$	5, 25 50, 52 51 115 118				
10,6 10,6 1,06	1,064 1,064 1,064 1,06	б в в	$\begin{array}{c} \operatorname{AgGaS_2} \\ \operatorname{AgGaS_2} \\ \operatorname{Ag_3AsS_3} \\ \operatorname{Ag_3AsS_3} \end{array}$	2,3 0,14	12	13	14	14×3	141 127 123				
ный *:	*) а — коллинеарный синхронизм, б — касательный синхронизм, в — критич- ный векторный синхронизм. **) В плоскости синхронизма.												

Характерные результаты по параметрам преобразователей изображений

КВС достаточно перспективны и конкурентоспособны в тех случаях, когда потребуются очень высокие N. Кроме того, в режиме коротких импульсов параметриконы будут, вероятно, вне конкуренции при любой схеме.

5. НЕЛИНЕЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Хорошо известно, что спектрометры видимого диапазона обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с ИК спектрометрами. Это обстоятельство позволяет ожидать, что параметрическое преобразование ИК излучения в видимый диапазон и последующий спектральный анализ преобразованного излучения хорошо разработанными для видимого диапазона средствами может привести к созданию эффективных нелинейных спектрометров (НС) ИК диапазона.

Нелинейная спектроскопия *) ИК диапазона впервые реализована Мидвинтером и Уорнером в 1967 г. ⁶⁴, которые визуализировали в LiNbO₃ ($\lambda_1 = 0.6943$ мкм) ИК излучение ртутной лампы в диапазоне 1.65 - 1.90 мкм, перекрывающемся температурной перестройкой синхронизма

^{*)} Термин «нелинейная сцектроскопия» используется также в случае сцектроскопии сверхвысокого разрешения внутри допплеровски уширенных линий в газах ²⁰⁸ (а также в связи с некоторыми другими задачами), однако это вряд ли может повести к недоразумениям.

в области 19 — 200 °С. В видимом диапазоне возникала линия шириной 17 Å (5—6 см⁻¹). Спектральная избирательность ~10 см⁻¹ вблизи $\lambda_2 \sim \sim 1.6$ мкм была зафиксирована также в ⁶⁵, а в ⁶¹ — ~1 — 5 см⁻¹ в области 1,6 — 3 мкм.

Температурная перестройка не всегда возможна и эффективна. Хохловым. Ахмановым и сотрудниками предложен ^{39, 40} нелинейный спектрометр ИК диапазона с перестройкой по спектру вращением кристалла, что было реализовано позднее Мидвинтером ³¹. Волосов ⁴¹ предложил использовать лисперсию угла синхронизма для угловой развертки спектра ГВГ и реализовал «панорамный» НС на основе КDP с угловой дисперсией 0,4 мин/Å ($\lambda_1 = 1,06$ мкм). К тому же анализ сложения неодинаковых частот спектра доставляет информацию о временном перекрытии различных спектральных компонент. Андреев, Волосов и Калинцев 77 показали, что HC на основе LiNbO₃ ($\lambda_1 = \lambda_2 = 1,06$ *мкм*) обеспечивает линейную дисперсию ~ 0.5 Å/мм (при 80 °C), что на порядок лучше по сравнению со стандартными призменными спектрографами ИК области. Принципиальное значение имеет и сама возможность панорамного приема (например, на фотопленку), новая, по сути, для ИК диапазона. Колпаков, Кривошеков и Строганов 42 в непрерывном режиме преобразовали в LiIO₃ широкий (0,11 мкм) спектр ближнего ИК диапазона вращением кристалла в автоматизированном режиме, получив угловую дисперсию 0,17 мин/А и разрешение около 10 см⁻¹. В ¹⁰⁹ для области ~10 мкм реализована угловая дисперсия $\sim 0.1 \text{ мин/Å}$. Ораевский и сотрудники ^{61, 70, 74, 75} приходят к выводу о возможности в ближнем ИК дианазоне разрешения ~0,25 см-1. Авторы ^{62, 69, 91} получили в этой области разрешение порядка 1 *см*⁻¹ (в работе ⁶⁹ (см. также ⁷³) данная методика применялась в астрофизических измерениях). Риччус и Симсен¹³⁷ наблюдали преобразование около 100 линий CO₂-лазера из области 5,2 — 5,4 *мкм*. В работах ^{27, 108–110, 128, 146 нелинейная ИК спектроскопия распро-}

В работах ²⁷, ¹⁰⁸⁻¹¹⁰, ¹²⁸, ¹⁴⁶ нелинейная ИК спектроскопия распространена на диапазон ~10 *мкм*. В частности, в ²⁷ получено $\delta_2 \sim 1 \ cm^{-1}$, а в ¹⁰⁹ — разрешение 0,9 cm^{-1} (в прустите). Оно существенно ограничивается расходимостью накачки и неоднородностями кристалла ¹⁰⁹, ¹²⁸; авторы ¹⁰⁹ считают реальным, устраняя эти факторы, получить разрешение до 0,1 cm^{-1} (здесь могла бы, по-видимому, оказаться полезной родственная описанной в ²⁰⁹ методика предварительного формирования ИК излучения устройством с угловой дисперсией, существенно превышающей $d\theta/d\lambda$).

Простейшая возможность нелинейной спектроскопии ИК диапазона состоит в измерении интегральной интенсивности линии, полученной после преобразования, с перестройкой ее по спектру каким-либо методом. При этом разрешение о определяется спектральной шириной синхронизма сложения частот δ_2 , т. е. ИК спектр усредняется по интервалу δ_2 . Поэтому НС такого типа был назван авторами ²⁸ интегрирующим. Как видно из рис. 4 ²⁸, δ_2 варьируется в диапазоне 1 — 100 см⁻¹. В ²⁸ исследовано также влияние на о немонохроматичности накачки и угловой расходимости волн.

Более сложным, но и более результативным является применение в видимом диапазоне спектрального анализатора с тем, чтобы измерять не интегральную интенсивность, а спектральный состав преобразованного (и, тем самым, ИК) излучения; в терминах работы ²⁸ это отвечает «локальному» (без усреднения по интервалу $\sim \delta_2$) НС. Здесь, естественно, козможны гораздо лучшие разрешения. Так, авторы ¹³⁵ измерили абсолютные значения длин волн линий СО₂-лазера в полосах 00°1 — 10°0 и 00°2 — 02°0 с точностью $\sim 2 \cdot 10^{-8}$. В работе ²¹⁰ для одного специального случая реализовано разрешение 10^{-5} см⁻¹ и др. Разрешение $\sim 10^{-2}$ см⁻¹, реализованное в ⁹³, может стать здесь типичной величиной; по сути, оно ограничено шириной линии накачки.

В случае локального HC чем шире полоса преобразования, тем лучше. В этой связи полезна схема KBC с сильно расходящейся накачкой, позволившая ^{88, 89} осуществить преобразование области 2,7 — 3,7 *мкм* за одну вспышку рубинового лазера с модуляцией добротности. В ^{88, 89} отмечается также, что вся область прозрачности йодата лития и прустита может быть преобразована при угле фокусировки накачки около 40 и 60° соответственно. Данная методика весьма перспективна для регистрации широких ИК спектров, особенно в случае быстро протекающих процессов. Следует отметить, что при η₂ ≥ 30% возможны нелинейные искажения спектра ⁹³.

В таблице XI представлена сводка характерных экспериментальных результатов по спектральному разрешению НС ИК диапазона. Ясно, что

т	a	б	л	и	п	а	XI
-	~	•	**	**	~	~	

λ2, мкм	λ1, мкм	Тип спектро- метра *)	Нелинейный кристалл	Спектральное разрешение, см ⁻¹	Литература
$\begin{array}{c} 1,65-1,90\\ 10,6\\ 1,6\\ 3\\ 2,43-2,45\\ 10,6\\ 2,4-3,3\\ 3,39\\ 1,06\\ 1,1\\ 10,6\\ 2,4-3,4\\ 10,6\\ 1,6-3\\ 10,6\\ 10,6\\ 10,6\\ \end{array}$	0,6943 0,6943 0,6943 0,488 0,6943 0,488 0,6943 1,06 0,6328 1,064 0,488 0,6764 0,6943 1,064 1,064	И И И И И Л И И И И И И И И И И И И И И	LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ LiIO ₃ LiIO ₃ LiIO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ LiNbO ₃ Ag ₃ AsS ₃ CaSe	5,4 5,4 10 1,2 1,2 2,8 2 0,01 10 1,8 2,9 11,7 2,3 0,9 0,2	64 110 65 69 61 27 72, 76 90 93 42 108 62 128 63 109 146

Сводка	характерных	результатов	по спек	тральному	разрешению
	нелинейнн	ах спектром	этров ИН	🕻 диапазона	l

интегрирующие НС не уступают, а локальные существенно превосходят по разрешению большинство традиционных спектрометров ИК диапазона.

Другим важным преимуществом НС является их быстродействие. Постоянная времени параметрического преобразователя (обратная эффективная ширина полосы преобразования ¹⁰⁹) ~ 10⁻¹⁰ — 10⁻¹² сек, т. е. вне всякой конкуренции с существующими спектрометрами. Это обстоятельство крайне важно для скоростной ИК спектроскопии ^{129, 140, 187}, которая в режиме наносекундных и особенно пикосекундных импульсов в настоящее время практически возможна, по сути, лишь на основе ПП ИК излучения вверх. Все это свидетельствует о несомненной перспективности нелинейной спектроскопии ИК диапазона.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя общий итог, можно утверждать, что явление параметрического преобразования ИК излучения с повышением его частоты представляет большой физический интерес, поскольку в нем находят отражение многие важные закономерности, характерные для нелинейно-оптических процессов. В то же время оно практически перспективно для создания различных важных прикладных устройств ИК диапазона, в первую очередь детекторов ИК сигналов, ИК-визоров и нелинейных спектрометров ИК диапазона.

Результаты проведенных до настоящего времени исследований убедительно свидетельствуют о перспективности и конкурентоспособности такого рода устройств по сравнению с существующими устройствами ИК диапазона, хотя техническая их реализация требует, по-видимому, еще дальнейших лабораторных исследований.

Особо благоприятные перспективы относятся, на наш взгляд, к нелинейной спектроскопии ИК диапазона, так как здесь существенные преимущества по сравнению с традиционной ИК спектроскопией (высокое быстродействие и спектральное разрешение) выражены особенно ярко. В частности, методика параметрического преобразования может оказаться крайне важной для пикосекундной ИК спектроскопии.

Одной из центральных проблем, от решения которой зависит общий прогресс и перспективы дальнейшего развития данного направления, остается (как и в ряде других областей квантовой электроники и нелинейной оптики) проблема поиска новых нелинейных сред, обладающих повышенной эффективностью преобразования. Здесь должны, по-видимому, сочетаться усилия по улучшению качества и поискам новых кристаллических сред с усилиями по освоению и превращению в рабочие газообразных нелинейных сред. Последнее фактически еще впереди. Не исключено, что надлежащее освоение газов и паров щелочных металлов в качестве нелинейно-оптических сред ²¹¹ приведет к переоценке старых заключений и появлению новых аспектов рассматриваемой проблемы. Интенсивные исследования в этом направлении развиваются ²¹², ²¹³, но окончательные выводы были бы еще преждевременными.

Большое значение имеет также общий прогресс лазерной техники. Эффективность, надежность, простота реализации и доступность устройств, основанных на преддетекторном параметрическом преобразовании ИК излучения с повышением частоты, находятся в прямой зависимости от прогресса в создании и внедрении в практику научных исследований усовершенствованных высокоэффективных лазеров как непрерывного, так и импульсного режима.

Авторы хотели бы особо подчеркнуть большой личный вклад в создание и развитие данного направления, который внес академик Р. В. Хохлов. Достаточно указать выполненные с его прямым участием работы по ИК голографии с использованием ПП вверх ИК излучения и др. Его руководство и постоянное внимание сыграли решающую роль в постановке и осуществлении цикла исследований в данном направлении в Московском государственном университете и других научных центрах СССР. По его инициативе был написан и настоящий обзор; он ознакомился с первым его вариантом и сделал ряд ценных замечаний. Авторы с глубокой благодарностью вспоминают об этом.

Авторы выражают искреннюю признательность профессору С. А. Ахманову и Ю. А. Ильинскому, а также Н. Е. Корниенко, В. С. Овечко, В. М. Петниковой, В. С. Соломатину и В. В. Шувалову за плодотворные дискуссии и помощь при написании обзора.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: ВИНИТИ, 1964.
- 2. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир. 1966.
- 3. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика.--М: Мир, 1976.
- 4. Воронин Э. С., Дивлекеев М. И., Ильинский Ю. А., Соломатин В. С., Хохлов Р. В. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 172.
- 5. Voronin E. S., Divlekeev M. J., Il'insky Yu. A., Solomatin V. Solomatin V. S., Khokhlov R. V.— Opto-Electron., 1970, v. 2, p. 59.
 6. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения.— М.: Наука, 1968.
 7. Арумов Г. П., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР.— М.: 1971.
 8. Teich М. С.— Аррl. Phys. Lett., 1969, v. 15, p. 420.

- Armstrong J. A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P. S. Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 1918.
 Warner J. Opto-Electron., 1971, v. 3, p. 37.
 Andrews R. A. IEEE J. Quantum Electron., 1970, v. 6, p. 68.
 Milton A. F. Appl. Optics, 1972, v. 11, p. 2311.

- 13. Carenco A.- Ann. des Telecomm., 1975, t. 30, p. 167.
- 14. Hulme K. F.- Rept. Progr. Phys., 1973, v. 36, p. 497.
- Свойства материалов, используемых в устройствах онтоэлектроники: Сб. статей. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1975.
 Никогосян Д. Н. Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 5.
 Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.

- 11. Пай Дж. Физическае своисна кристаннов. М.: Мир, 1907.
 18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957.
 19. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
 20. Warner J. Opto-Electron, 1969, v. 1, p. 25.
 21. Midwinter J. E. IEEE J. Quantum Electron., 1968, v. 4, p. 716.
 22. Miller R. C., Boyd G. D., Savage A. Appl. Phys. Lett., 1965, v.6, 77

- p. 77.
- 23. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Чиркин А. С.— Изв. вузов, Сер. «Радиофизика», 1967, т. 10, с. 1639.

- 1970, т. 13, с. 37. 27. Lucy R. F.— Appl. Optics, 1972, v. 11, р. 1329. 28. Карпенко С. Г., Корниенко Н. Е., Стрижевский В. Л.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1768.

- 32. Воуд G. D., К lein man D. A. J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 3597. 33. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Скорохва-тов Н. А. В кн. VII Всесоюзная конференция по когерентной и нелинейной оптике: Тезисы докладов. – Ташкент: 1974. – С. 454.
- 34. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Скорохва-
- тов Н. А.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 565. 35. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Солома-тин В. С., Шувалов В. В.— Квант. электрон., 1973, № 5, с. 95. 36. Арумов Г. П., Соломатин В. С., Шувалов В. В.— В кн. VI Все-
- союзная конференция по нелинейной оптике: Тезисы докладов. --- Минск: 1972. ---C. 203.

- G. 203.
 37. Воронин Э.С., Попеску А.А., Соломатин В.С.— Ibid.— С. 205.
 38. Voronin E. S., Рорезки А. А., Solomatin V. S., Shuva-lov V. V.— Opto-Electron., 1973, v. 5, p. 237.
 39. Акманов А. Г., Ахманов С. А., Ковригин А. И., Подсот-ская Н. К., Хохлов Р. В.— В кн. IV Всесоюзный симпозиум по нелиней-ной оптике.— М.: МГУ, 1968.— С. 78.
 40. Акмаnov А. G., Акhmanov S. A., Кhokhlov R. V., Коvri-gin А. J., Piskarskas A. S., Sukhorukov A. P.— IEEE J. Quan-tum Electron 1968 v 8 n 828
- tum Electron., 1968, v. 8, p. 828. 41. Волосов В. Д.— ЖТФ, 1968, т. 38, с. 1769.

- 42. Колпаков! Ю. Г., Кривощеков Г. В., Строганов В. И.— В кн. Нелинейные процессы в оптике: Сб. статей. Вып. 3.- Новосибирск: Наука.

- Вкн. Нелинейные процессы в оптике: Сб. статей. Вып. 3. Новосибирск: Наукас Сиб. отд-ние, 1973. С. 386.
 43. Smith A. W., Braslau N. IBM J. Res. Develop., 1962, v. 6, p. 361.
 44. Johnson F. M., Duardo J. A. IEEE J. Quantum Electron., 1966, v. 2, p. 296.
 45. Andrews R. A. IEEE J. Quantum Electron., 1969, v. 5, p. 548.
 46. Weller J. F., Andrews R. A. Opto-Electron., 1970, v. 2, p. 171.
 47. Гайнер А. В., Круглов С. В., Лебедев В. В., Маренни-ков С. И., Кривощеков Г. В. Вкн. V Всесоюзная конференция по нелинейной оптике: Тезисы докладов. Кипинев: 1970. С. 127.
 48. Гайнер А. В., Кривощеков Г. В., Круглов С. В., Марен-ников С. И., Гаповский П. Л. ЖПС, 1970, т. 13, с. 526.
 49. Гайнер А. В., Кривощеков Г. В., Круглов С. В., Марен-ников С. И., Гаповский П. Л. В. К. Нелинейные процессы в оптике.

- ке.— Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1970.— С. 215. 50. Гайнер А. В., Кривощеков Г. В., Круглов С. В., Лебе-дев В. В., Маренников С. И. Квант. электрон., 1971, № 6, с. 122.
- 51. Воронин Э.С., Дивлекеев М.И., Ильинский Ю.А., Солома-
- тин В. С. Ошт. и спектр., 1971, т. 30, с. 1118. 52. Гайнер А. В., Круглов С. В., Кривощеков Г. В., Лебе-дев В. В., Маренников С. И. В кн. Нелин. процессы в оптике: Сб. статей. Вып. 2. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972. С. 360.
- 53. Матвеев И. Н., Пшеничников С. М., Сопина Н. П.— Цитир. в ³³ сб. С. 478.

- в ³³ сб. С. 478.
 54. Јоћпѕоп F. М., Duardo J. А. Laser Focus, 1967, v. 3, p. 31.
 55. Firester A. H. J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 703.
 56. Firester A. H. Appl. Opt., 1970, v. 9, p. 2266.
 57. Барашков М. С., Дугин В. С., Матвеев И. Н., Пшенични-ков С. М., Умнов А. Ф. Вкн. VIII Всесюзная конференция по когерент-ной и нелинейной оптике: Тезисы докладов. Тбилиси: 1976. Т. 4, с. 182.
 58. A dams N. J., Schoefer P. B. Proc. IEEE, 1963, v. 51, p. 1366.
 59. Тапд С. L. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 367.
 60. Мс Маћоп D. Н., Franklin A. R. J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 2073.
 61. Клюев В. П., Маш Д. И., Морозов В. В., Никогосян Д. Н., Ораевский А. Н. Кр. сообщ. по физике (ФИАН СССР), 1970, № 5, с. 38.
 62. Антонов Е. Н., Колошников В. Г., Никогосян Д. Н. Опт. испектр., 1974, т. 36, с. 768.

- 63. Арутюнян Э. А., Костанян Р. Б., Мкртчян В. С., Мкрт-чян М. А. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1811.

- 64. Mid winter J. E., Warner J. J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 519. 65. Mid winter J. E. Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 68. 66. Miller R. C., Nordland W. A. IEEE J. Quantum Electron., 1967, v. 3,

- b). Мингет н. с., ногала.
 p. 642.
 67. Firester A. M. J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 4842.
 68. Firester A. H. Ibid., p. 4849.
 69. Smith H. A., Mahr H. In: VI Intern. Quantum Electronics Conference. Куоto, Japan: 1971. Paper 5.10.
 70. Клюев В. П., Маш Д. И., Морозов В. В., Никогосян Д. Н., Ораевский А. Н. Цитир. в⁴⁷ сб. С. 129.
 71. Воронин Э. С., Дивлекеев М. И., Ильинский Ю. А., Соломатин В. С. Ibid. С. 128.
 72. Антойнов Е. Н., Большов М. А., Колошников В. Г., Нико-
- 72. Антонов Е. Н., Большов М. А., Колошников В. Г., Нико-
- госян Д. Н. Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 23. 73. Дивлекеев М. И., Ситник Г. Ф. а) Цитир. в ³⁶ сб. С. 177; б) вкн. IX Всесоюзная конференция по когерентной и нелинейной оптике: Тезисы докла-дов. Л.: 1978. Ч. П. с. 101.
- дов.— Л.: 1978.— Ч. П. с. 101. 74. Баранов М. Д., Ломзин А. Ф., Маш Д. И., Моровов В. В., Ораевский А. Н., Файзуллов Ф. С.— Кр. сообщ. пофизике (ФИАН СССР), 1972, № 3, с. 53. 75. Баранов М. Д., Ломзин А. Ф., Маш Д. И., Морозов В. В., Ораевский А. Н., Файзулло'в Ф. С.— Цитир. в³⁶ сб.— С. 175. 76. Антонов Е. Н., Большов М. А., Колошников В. Г., Нико-госян П. Н. Юй С. б4
- госян Д. Н.— Ibid.— С. 64. 77. Андреев Р.Б., Волосов В. Д., Калинцев А. Г.— Опт. и спектр.,
- 1973, т. 34, с. 186.
- 78. Арутюнян Э. А., Мкртчян В. С. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 812. 79. Арутюнян Э. А., Костанян Р. Б., Мкртчян В. С., 79. Арутюнян Э. А., Костанян Р. Б., М'кртчян М. А.— ДАН Арм. ССР, 1975, т. 61, с. 148.

- 80. Warner J.— New. Scientist, 1969, р. 452.— Перевод: Радиоэлектрон. за рубежом, 1970, вып. 9.
- 81. Hulme F., Warner J.- Appl. Opt., 1972, v. 11, p. 2956.
- 82. Ильинский Ю. А., Петникова В. М.— Цытир. в 57 сб.— Т. 1, C. 178.
- 83. Воронин Э. С., Соломатин В. С., Шувалов В. В.— Ibid.—С. 184; цитир в ⁷³⁶ сб.— ч. II, с. 107.
- 84. Вартанян Э. С., Гладышев Б. Л., Костанян Р. Б., Мкртчян В. С., Мкртчян М. А.— Цитир. в ⁵⁷ сб.— Т. 1, с. 204. 85. Сатріllo А. J.— IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. 8, р. 914. 86. Гайнер А. В., Лебедев В. В., Маренников С. И.— Цитир. в ⁴²
- сб.— С. 360.
- 87. Гайнер А.В., Лебедев В.В., Маренников С.И.— Онт. и спектр., 1974, т. 37, с. 754.
- лов С. В., Лебедев В. В., Маренников С. И.— Цитир. в ³⁶ сб.— C. 156.
- 90. Бабин А. А., Беляев Ю. Н., Фортус В. Н., Фрейдман Г. И.— Ibid. — С. 168. 91. Gurski T. R. — Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 273. 92. Лебедев В. В., Маренников С. И., Сафронов Е. К. — Цитир.
- в 42 сб. С. 374.
- 93. Косолобов С. Н., Кривощеков Г. В., Маренников С. И.--Ibid.— C. 402.
- 94. Колпаков Ю. Г., Кривощеков Г. В., Маренников С. И.— Ibid.— C. 396.
- 95. Колпаков Ю. Г., Кривощеков Г. В., Маренников С. И., Попов Ю. Н. – В кн. Физические основы регистрации и обработки информации лазерным излучением. – Киев: Знание. УССР, 1973. – С. 25.
- 96. Молебный В. В., Овечко В. С., Стрижевский В. Л.— Квант.
- он. Полония Б. Б., Овечко Б. С., Стрижевский В. Л.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2340. 97. Колпаков Ю. Г., Кривощеков Г. В., Строганов В. И.— Цитир. в ³³ сб.— С. 457.
- 98. Воронин Э. С., Матвеев И. Н., Пшеничников С. М., Соло-матин В. С., Шувалов В. В.— Ibid.— С. 474. Барашков М. С., Дугин В. С., Матвеев И. Н., Пшеничников С. М., Ум-
- нов А. Ф., Устинов Н. Д.— Цитир. в ⁷⁸⁶ сб.— Ч. II, с. 120. 99. Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Соломатин В. С.— Цитир. в ³³ сб.— С. 475.
- 100. Корниенко Н. Е., Овечко В. С., Стрижевский В. Л.— Вкн. Квантовая электроника: Сб. статей. Вып. 9,— Киев: Наукова думка, 1975.— C. 148.
- 101. Воронин Э.С., Матвеев И.Н., Пшеничников С.М., Соломатин В. С., Шувалов В. В.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 201. 102. Бабин А. А., Беляев Ю. Н., Фортус В. М., Фрейдман Г. И.—
- 101. 1976, т. 3, с. 112.
 103. Дмитриев В. Г., Кашинцев М. А., Куликов В. В., Лыссов Б. Г., Чередниченко О. Б.— Цитир. в ⁵⁷ сб.— Т. 1, с. 180.
 104. Сатріllo А. Ј.— IEEEJ Quantum Electron., 1972, v. 8, р. 809.
- 105. Молебный В. В., Овечко В. С., Стрижевский В. Л.— Письма
- 105. Монеоныя Б. Б., овечко Б. С., Стрижевский Б. л.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 1, с. 1128.
 106. Но b de n M. V., Warner J.— Phys. Lett., 1966, v. 22, p. 243.
 107. Воуд G. D., Bridges T. J., Burkhardt E. G.— IEEE J. Quantum Electron., 1968, v. 4, p. 515.
 108. Воронин Э. С., Соломатин В. С., Шувалов В. В.— Цитир. в 42
- сб. С. 315.
- со. С. 315.
 109. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Проко-пенко В. Е., Соломатин В. С. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 272.
 110. Warner J. Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 222.
 111. Voronin E. S., Divlekeev M. I., Il'insky Yu. A., Soloma-tin V. S. Opto-Electron., 1971, v. 3, p. 153.
 112. Warner J. Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, p. 360.
 113. Pfitzer E. K., Riccius H. D., Siemsen K. J. Opto-Electron., 1971, v. 3 p. 277.

- v. 3, p. 277. 114. Falk J., Yarborough J. M.- Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 68.

- 115. Воронин Э.С., Дивлекеев М.И., Ильинский Ю.А., Соло-матин В.С., Бадиков В.В., Годовиков А.А.— Квант. электрон., 1971, № 1, с. 151.

- 1971, № 1, с. 151.
 116. Тѕепд D. Ү.— Аррl. Phys. Lett., 1972, v. 21, р. 382.
 117. Falk J., Tiffany W. B.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, р. 3762.
 118. Chiou W. C., Pace F. P.— Ibid., 1972, v. 20, р. 44.
 119. Chiou W. C., Klinger J., Pace F. P., Arams F.— IEEE Trans. Electron. Dev., 1972, v. 19, р. 894.
 120. Gunter J., Lucy R. F.— Appl. Opt., 1973, v. 12, р. 1400.
 121. Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Соломатин В. С., Шувалов В. В.— Квант. электрон., 1973, № 4, с. 115.
 122. Voronin E. S., Solomatin V. S., Shuvalov V. V.— Opto-Electron., 1974, v. 6, р. 189.
- 122. Volt in E.S., Solo mattin V.S., Shuvarov V.V. Opto-Election., 1974, v. 6, p. 189. 123. Tseng D.Y. Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 134. 124. Lucy R.F., Gunter J. JOSA, 1970, v. 60, p. 738A. 125. Ester L.E., Lucy R.F., Gunter J., Duval K. Ibid., 1974, v. 64,

- p. 295.
- 126. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Прокопенко В. Е., Солома-
- 126. Арумов 1. п., Боровик С. С., ..., ..., тин В. С. Цитир. в ³⁸ сб. С. 454.
 127. Арумов Г. П., Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Проко-пенко В. Е., Соломатин В. С. Квант. электрон., 1974, т. 1, c. 2080.
- 128. Антонов Е. Н., Мироненко В. Р., Никогосян Д. Н., Головей М. Н.— Ibid., с. 1742. 129. Някогосян Д. Н.— Ibid., 1975, т. 2, с. 2524. 130. Klinger J., Arams F.— Proc. IEEE, 1969, v. 57, p. 1797. Klinger J.,
- Arams F.- Ibid., v. 58, p. 40. 131. Chiou W. C., Pace F. P. IEEE J. Quantum Electron., 1971, v. 7, p. 308. 132. Evtuchov V., Soffer B. H., Tseng D. Y.- Appl. Opt., 1972, v. 11,

- 132. Б. С. С. С. 1. 2998.
 133. Ломзин А. Ф., Головей М. Н., Ковалев В. И., Маш Д. Н., Морозов В. В., Ораевский А. Н., Файзуллов Ф. С.— Цитир. в⁵⁷ сб.— Т. 1, с. 178.
- 134. Бабин А. А., Фрейдман Г. И., Широков А. Н.— Ibid.— С. 188. 135. Baird K. M., Riccius H. D., Siemsen K. J.— Opt. Comm., 1972,
- v. 6, p. 91.

- v. о. р. 91.
 136. К linger J., Arams F.— IEEE Spectrum, 1969, v. 6, р. 5.
 137. Кіссіць Н. D., Siemsen К. J.— Phys. Lett. Ser. A, 1973, v. 45, р. 377.
 138. Берегулин Е. В., Валов П. М., Рыбакова Т. В., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д.— ФТП, 1975, т. 9, с. 2288.
 139. Киресек Р h., Ватіfol Е., Киhп А.— Орт. Comm., 1974, v. 11, р. 291.
 140. Крюков П. Г., Матвеец Ю. Л., Никогосян Д. Н.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2269. Лобко В. В., Матвеец Ю. А., Никогосян П. Н., Кикогосян П. Н., Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2269. Лобко В. В., Матвеец Ю. А., Никогосян С. А., Кикогосан С. К., Какогосан С. А., Какогосан С сян Д. Н.— Ibid., 1976, т. 3, с. 1257.
- 141. Воронин Э. С., Соломатин В. С., Черепов Н. И., Шува-пов В. В., Бадиков В. В., Пивоваров О. Н.— Ibid., 1975, т. 2, c. 1090.
- 142. Андреев С. А., Матвеев И. Н., Некрасов И. П., Пшенич-ников С. М., Сопина Н. П.— Цитир. в ⁵⁷ сб.— Т. 1, с. 183. Андреев С. А., Андреева Н. П., Матвеев И. Н., Пшеничников С. М., Устинов Н. Д.— Цитир. в ⁷³⁶ сб.— Ч. II, с. 106. Андреев С. А.,
- Матвеев И. Н., П шеничников С. М. Ibid. С. 111. 143. Воронин Э. С., Соломатин В. С., Шувалов В. В. Цитир. в⁵⁷ сб. Т. 1, с. 185.
- 144. Boyd G. D., Buhler E., Storz F. G., Wernick J. H.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, p. 301.
 145. Gandrud W., Boyd G. D., Buhler E.— IEEE J. Quantum Electron., 1971, v. 7, p. 307.
- 146. Абдуллаев Г. Б., Аллаверхов К. Р., Кулевский Л. А., Прохоров А. М., Салаев Э. Р., Савельев А. Д., Смир-нов В. В.— Квант. электрон., 1975, v. 2, с. 1228
- 147. Кулевский Л. А., Прохоров А. М., Савельев А. Д., Смир-нов В. В.— Ibid., с. 208.
 148. Feichtner J. D., Johannec R., Roland G. W.— Appl. Opt., 1970, v. 9, p. 1716.
 149. Gandrud W. B., Boyd G. D.— Opt. Comm., 1969, v. 1, p. 187.
 150. Gandrud W. B., Boyd G. D., McFee J. H., Wehmeier F. H.— Appl. Phys. Lett. 1970, v. 16, p. 59.

- 151. Miller R. C., Nordland W. A., Kobb E. D., Bond. W. L.-J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 3008.
- 152. Chemla D. S., Batifol E., Bayer R. L., Herbert R. L.- Opt.
- Сотт., 1974, v. 11, p. 57. 153. Н wang D. M., Solin S. A. Phys. Rev., Ser. B. 1974, v. 9, p. 1884. 154. Давыдов Б. Л., Золин В. Ф., Коренева Л. Г., Лавров-ский Е. А. Опт. и спектр., 1975, т. 39, с. 713.
- 155. Давыдов Б. Л., Лавровский Е. А. Цитир. в³³ сб. С. 476.
 156. Реутов А. Т., Таращенко П. П. Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1642.
 157. Harris S. E., Young J. F., Bloom D. M., Kung A. H., Yardley J. T., Bjorkhund G. C. In: VII Intern. Conference on Quantum Electronics. N. Y.: IEEE, 1974. P. 30.

- tronics. N. Y.: IEEE, 1974. Р. 30. 158. Наггіз S. E., Bloom D. M. Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 229. 159. Попов А. К., Тимофеев В. Цитир. в ⁵⁷ сб. Т. 1, с. 109. 160. Bloom D. M., Yardley J. T., Young J. F., Harris S. E. Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 427. 161. Stappaerts E. A., Harris S. E., Young J. F. Opt. Comm., 1976, v. 18, p. 214; Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, p. 669, 162. Laser Handbook. Amsterdam: North-Holland, 1972. V. 1, 2. 163. A YMAROP C. A. XOX DOR P. B. KRAMT. SHERTON, 1974, T. 4, с. 1022
- 163. Ахманов С. А., Хохлов Р. В.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1022.
 164. Вагdsley W., Davies Р. Н., Ноbden М. V., Hulme K. F., Jones O., Pomeroy W., Warner J.— Opto-Electron., 1969, v. 1, p. 29.
 165. Напла D. S., Luther-Davis B., Rutt H. N., Smith R. C., Stanley C. R.— IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. 8, p. 317.
 166. Вослові Г. Р. М. Сіваор А. F. Phys. Rev. Latt. 1069, v. 22, p. 22.

- Stanley C. R.— IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. 8, p. 317.
 166. Boggett D. M., Gibson A. F.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 28, p. 33.
 167. Kupecek P. J., Schwartz C. A., Chemla D. S.— IEEE J. Quantum Electron., 1974, v. 10, p. 540.
 168. Бадиков В. В., Пивоваров О. Н., Скоков Ю. В., Скреб-нева О. В., Троценко Н. К.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 618.
 169. Токаtsuji М.— Јарап J. Appl. Phys., 1966, v. 5, p. 389.
 170. Ахманов С. А., Фадеев В. В., Хохлов Р. Р., Чунзев О. Н.— письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 575.
 171. Клышко Д. Н., Назарова Н. И.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 878.
 172. Ильинский Ю. А., Петникова В. М.— Квант. электрон., 1972, N. 5., с. 124. Ильинский Ю. А., Петникова В. М.— Шитир. в³⁶ сб.— С. 206.
 173. Ильинский Ю. А., Петникова В. М.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 803.

- 173. Ильинский Ю. А., Петникова В. М. ЖТФ, 1973, т. 43, с. 803.
 174. Ильинский Ю. А., Петникова В. М. Ibid., 1975, т. 45, с. 1175.
 175. Grossignan'i B., Porto P., Ganiel U., Solimeno S., Yariv A. IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. 8, p. 731.
 176. Lu E.- J. C. Phys. Lett. Ser. A, 1973, v. 42, p. 515.
 177. Ильинский Ю. А., Петникова В. М. Квант. электрон., 1974, т. 4. 2422
- т. 1, с. 1133.
- 178. Ильинский Ю. А., Петникова В. М.— Цитир. в ³³ сб.— С. 197; в кн. Научно-техн. совещание «Методы и устройства для измерения качества оптического изображения». — Могилев: 1974. — с. 46. 179. Andrews R. A., Rabin H., Tang C. L. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25,
- p. 605.
- 180. Аракелян С. М., Тункин В. Г., Холодных А. И., Чир-квн А. С.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1253.
- 181. Косолобов С. Н., Кривощеков Г. В., Лебедев В. В., Марен-ников С. И., Фомин Ю. Н.— Цитир. в³³ сб.— С. 456.
 182. Сатріllo А. Ј., Тапд С. L.— Аррі. Phys. Lett., 1974, v. 19, р. 36.
 183. Franken W.— JOSA, 1973, v. 53, р. 596.
 184. Корниенко Н. Е., Рыжков А. И., Стрижевский В. Л.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 786.
 185. Ахманов С. А., Ширтриев В. Г.— Онт. и спектр., 1972 т. 33 с. 456.

- 185. Ахманов С. А., Дмитриев В. Г.— Опт. и спектр., 1972 т. 33, с. 156. 186. Ильинский Ю. А.— Цитир. в ⁴⁷ сб.— С. 128. 187. Alcock A. Y., Walker A. C.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 467; 186. Ильинский Ю. А. — Цитир. в ⁴⁷ со. — С. 128.
 187. Аlсоск А. Ү., Walker А. С. — Аррl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 467; 1974, v. 25, p. 299.
 188. Бобров А. В., Никогосян Д. Н. — Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1242.
 189. Кудряшов В. А., Матвеев И. Н., Пшеничников С. М. — Квант. электрон., 1971, № 5, с. 140; цитир. в ⁵² сб. — с. 354.
 190. Firester А. Н. — Opto-Electron., 1969, v. 1, p. 138.
 191. Chiou W. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 1985.
 192. Sakurava J. — Bull. Fac. Eng. Hokkaido Univ., 1971, No. 61, p. 27.
 193. Ильинский Ю. А., Петникова В. М. — Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2637.

- т. 1, с. 2637.

- 194. БабинА. А., БеляевЮ. Н., Фортус В. М., Фрейдман Г. И.-Цитир. в ³⁶ сб.- С. 167. 195. Таранухин В. Д., Карценко С. Г., Стрижевский В. Л.-
- В кн. Физические основы регистрации и обработки информации лазерным излучением. — Киев: 1973. — С. 26. 196. Ильинский Ю.А., Петникова В.М.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизи-ка», 1973. т. 16, с. 1285.;

- ка», 1973, т. 16, с. 1285.5
 197. Акатова В.М., Ильинский Ю.А.—Квант. электрон., 1972, № 6, с. 29.
 198. Воронин Э.С., Ильинский Ю.А., Соломатин В.С., Шува-лов В.В.—Цитир. в ¹⁹⁵ сб.— С. 25.
 199. Гайнер А.В., Лебедев В.В., Маренников С.И.— Ibid.— С. 26.
 200. Гайнер А.В., Аривощеков Г.В., Соколовский Р.И.— Опт. и спектр., 1973, т. 34, с. 401.
 202. Гайнер А.В. Соколовский Р.И.— Цитир. в ³⁶ сб.— С. 206.
- 202. Гайнер А. В., Соколовский Р. И.— Цитир. в ³⁶ сб.— С. 206.
- 203. Лебедев В. В. Кандидатская диссертация. Новосибирск: ИФП СО АН CCCP, 1975.
- 204. Строганов В.И., Тарасов В.М., Самарин В.И.— Опт. испектр., 1972, т. 32, с. 834.
- 205. Кривощеков Г.В., Самарин В.И., Строганов В.И.— Цитир. в ⁴² сб.— С. 320.

- 206. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. Мир, 1970. 207. Овечко В.С., Стрижевский В.Л. Укр. физ. ж., 1977, т. 22, с. 1878. 208. Летохов В.С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектро-
- 210. Baird K. M., Smith D. S., Berger W. E.- Opt. Comm., 1973, v. 7, 107.
- 211. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977.
- вич Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977.
 212. Попов А. К., Тимофеев В. П., Препринт № 50 Ф. Красноярск: СО АН СССР, 1976. Ророv А. К., Тіто feev V.[€] Р. Орt. Сотт., 1977, v. 20, р. 94. Тимофеев В. П., Архипкин В. Г., Мелкозерова Ј. В., Попов А. К. Вкн. Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения: Тезисы докладов. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1977. С. 32. Попов А. К., Тимофеев В. П. Орт. сотт. и спектр., 1977, т. 43, с. 962; ЖПС, 1977, т. 27. с. 804. Архинкин В. Г., Попов А. К., Тимофеев В. П. Препринт № 66 Ф. Красноярск: СО АН СССР, 1977; Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 149; цитир. в ⁷³⁶сб. ч. П, с. 99. Еаранцов В. И., Мальцев А. Г., Попов А. К. Ibid. С. 123. Попов А. К. Автометрия, 1978, № 1, с. 112.
 213. Жмудский А. З., Молебный В. В., Овечко В. С., Стеба А. М., Стрижевский В. Л. Цитир. в⁷³⁶сб. ч. П, с. 29.
 214. Устинов Н. Д., Матвеев И. Н. Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2595.
 215. Еремеева Р. А., Кудря шов В. А., Матвеев И. Н., Усачева Т. Г., Чекменев А. И. Ibid., 1975, т. 2, с. 2616.
 216. Еремеева Р. А., Кудря шов В. А., Матвеев И. Н., Усачева Т. Г., Чекменса К. И. Ibid., 1975, т. 2, с. 2616.

- 216. Еремеева Р. А., Кудряшов В. А., Матвеев И. Н., Усачева Т. Г., Чекменев А. И. — Ibid., 1977, т. 4.с. 164.