

НЕЛИНЕЙНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ КАК ИНФРАКРАСНЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ПРИЕМНИК

Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников и Д. Н. Никогосян

Исследуется процесс преобразования излучения из ИК диапазона в видимый, происходящий в нелинейном кристалле LiNbO_3 при смешении ИК-излучения штита Нернста с излучением аргонового лазера. Ширина аппаратной функции процесса преобразования 2.9 см^{-1} . Диапазон перестройки $2.4\text{--}3.4 \text{ мкм}$. Квантовая эффективность преобразования $2.5 \cdot 10^{-4}$. Пороговая чувствительность преобразователя в единичной полосе частот при детектировании образующейся суммарной частоты ФЭУ $NEP_{\text{ап-конв.}}^* = 7.3 \cdot 10^{-13} \text{ вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Показано, что такой преобразователь превосходит по чувствительности все существующие ИК приемники прямого детектирования.

В работе [1] сообщалось, что преобразование ИК излучения в видимое, идущее в нелинейном кристалле с образованием суммарной частоты («up-conversion», или ап-конверсия [2-4]), можно использовать для инфракрасного абсорбционного анализа. Для этого кювета с исследуемым веществом помещается между источником ИК излучения (штит Нернста) и нелинейным кристаллом LiNbO_3 . Для определения спектрального состава суммарного излучения использовался спектрограф ИСП-51 с фотометрической приставкой ФЭП-1. При изменении температуры нелинейного кристалла различные участки спектра ИК излучения последовательно переводятся в видимый диапазон и детектируются высокочувствительным приемником ФЭУ-64. Для примера в [1] была прописана линия поглощения аммиака в районе 2.89 мкм . Аппаратная функция такого спектрометра представляет собой свертку аппаратной функции ИСП-51 и аппаратной функции преобразования из ИК диапазона в видимый. Экспериментально найденное значение аппаратной функции процесса ап-конверсии $\Delta\nu = 13.5 \text{ см}^{-1}$ сильно отличалось от теоретического вследствие большой оптической неоднородности применявшегося кристалла по его длине (здесь и всюду далее ширины контуров измеряются на половине максимальной интенсивности).

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию процесса ап-конверсии с целью использования его для инфракрасной абсорбционной спектроскопии высокого разрешения и для создания высокочувствительных ИК приемников.

Нами был произведен отбор качественных кристаллов по генерации второй гармоники от He—Ne лазера ($\lambda = 1.1523 \text{ мкм}$). Пучок He—Ne лазера фокусировался в кристалл так, что его конфокальный параметр намного превышал длину кристалла. Настройка на 90-градусный синхронизм производилась путем изменения температуры кристалла. Из шести испытанных кристаллов были отобраны два с единственным пиком на кривой зависимости мощности генерации второй гармоники от температуры. Один из отобранных кристаллов имел сравнительно высокую температуру 90-градусного синхронизма (так называемый «горячий» кристалл, $T = 281^\circ \text{C}$), другой — низкую («холодный» кристалл, $T = 169^\circ \text{C}$). Длина «горячего» кристалла в направлении синхронизма составляла 1.45 см ,

длина «холодного» — 1.03 см. На рис. 1 представлены кривые зависимости мощности генерации второй гармоники от температуры для старого и одного из новых кристаллов. К сожалению, конструкция установки не позволяет точно контролировать температуру кристалла в динамическом режиме. Поэтому полученные зависимости дают лишь общее представление об однородности кристалла и не дают возможности применять известные критерии качества [5, 6].

Отобранные кристаллы были испытаны в схеме ап-конвертора, аналогичной приведенной в [1]. Кристаллы помещались в термостатируемый объем с электронной стабилизацией температуры, температуру которого можно было плавно менять в диапазоне 0—400° С. Долгосрочная (30 мин.) стабильность температуры не хуже 0.2° С, краткосрочная (3 мин.) —

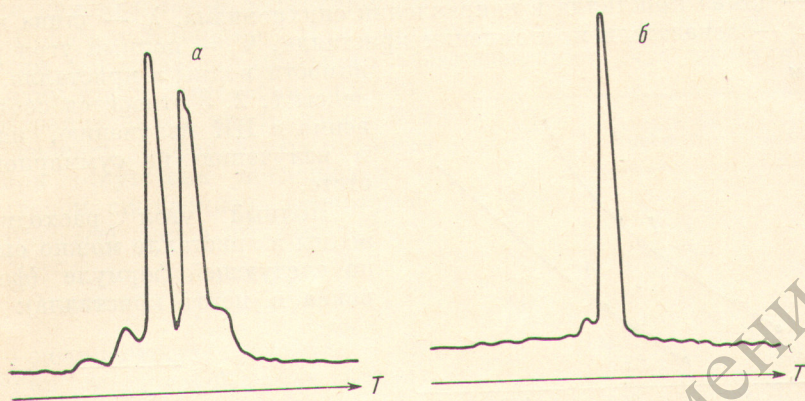


Рис. 1. Зависимость мощности генерации второй гармоники от температуры.

а — для старого кристалла, б — для одного из отобранных кристаллов.

не хуже 0.03° С. Фокусировка взаимодействующих волн в кристалл была близка к оптимальной (параметры фокусировки $\xi_1=3.03$ и $\xi_2=0.95$) [7]. Использовался 90-градусный синхронизм, взаимодействующие волны были поляризованы по типу ооо. Совмещение шейки каустики лазерного излучения с центром кристалла контролировалось при помощи микроскопа с 56-кратным увеличением. Диаметр шейки каустики лазерного излучения равнялся 35 мкм. Для выделения суммарного излучения накачки использовался жидкостной фильтр — 0.0246 молярный раствор иода в CCl_4 . Этот фильтр ослабляет излучение аргонового лазера на 7—8 порядков по сравнению с излучением на суммарной частоте. Полученные перестроенные кривые ап-конвертора для «холодного» и «горячего» кристаллов приведены на рис. 2.

Особенностью данной схемы ап-конвертора являлось уменьшение вклада от двумерных взаимодействий косых пучков в кристалле. Для этого расходимость ИК излучения была уменьшена в 2 раза по сравнению с [1], аргоновый лазер работал на одной поперечной моде генерации. Принятие этих мер вместе с применением более качественных кристаллов привело к существенному уменьшению ширины аппаратной функции процесса ап-конверсии. Измерения ширины аппаратной функции процесса ап-конверсии проводились нами при разных ширинах аппаратной функции спектрометра. Так, например, при ширине аппаратной функции спектрометра равной 3.7 см⁻¹ (ширины щелей ИСП-51 30 мкм) наблюдаемая ширина спектра на суммарной частоте составляла 4.8 см⁻¹ для «горячего» кристалла и 4.6 см⁻¹ для «холодного». Учет аппаратных искажений в предположении, что аппаратная функция процесса ап-конверсии имеет треугольную форму [8] приводит к истинным значениям ширин спектра на суммарной частоте — 3.1 см⁻¹ для «горячего» и 2.8 см⁻¹ «холодного» кристаллов. Усредненные по записям с разными щелями ИСП-51 значения ширин ап-

паратных функций процесса ап-конверсии составляют 3.4 и 2.9 см⁻¹ для «горячего» и «холодного» кристаллов соответственно.

Верхний предел ширины аппаратной функции процесса ап-конверсии в случае оптимальной фокусировки ($\xi_1 = \xi_2 = 2.84$) можно подсчитать, используя формулу для аппаратной функции процесса преобразования в случае векторного взаимодействия двух плоских волн в кристалле (взаимодействие *ооо*, 90-градусный синхронизм)

$$\Delta\nu_1 \text{ верх. пред.} = \frac{0.89}{l} + \frac{n_3^e}{4\lambda_3} \left[1 - \left(\frac{n_3^e}{n_3^o} \right)^2 \right] (\Psi_1 + \Psi_2)^2, \quad (1)$$

$$\left| n_1^o - n_3^e - \lambda_1 \frac{dn_1^o}{d\lambda_1} + \lambda_3 \frac{dn_3^e}{d\lambda_3} \right|,$$

где l — длина кристалла в направлении синхронизма, λ_i — длина волны, n_i^o и n_i^e — показатели преломления кристалла, Ψ_i — полный угол расходимости волны в кристалле, а индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к ИК излучению, накачке и излучению на суммарной частоте.

Полный угол расходимости волны в кристалле можно оценить по следующей формуле (фокусировка в центр кристалла):

$$\Psi_i \leq \frac{D_i}{a_i n_i + \frac{l}{2}}, \quad (2)$$

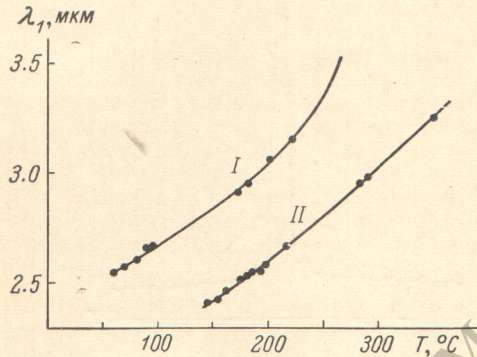


Рис. 2. Перестроенные кривые ап-конвертора.

I — в случае «холодного» кристалла, II — в случае «горячего» кристалла.

экспериментальные данные по расходимости взаимодействующих волн в кристалле $\Psi_1 = 4.44 \cdot 10^{-2}$, $\Psi_2 = 0.92 \cdot 10^{-2}$ и используя формулы для дисперсии показателей преломления LiNbO_3 , приведенные в [9], получаем для «холодного» кристалла $\Delta\nu_1 \text{ верх. пред.} = 5.7 \text{ см}^{-1}$ при $T = 90^\circ \text{C}$, для «горячего» кристалла $\Delta\nu_1 \text{ верх. пред.} = 4.8 \text{ см}^{-1}$ при $T = 198^\circ \text{C}$. Нижнее предельное значение для разрешения дается выражением (1), если в нем положить $\Psi_1 = \Psi_2 = 0$ (взаимодействие плоских волн $\xi_1 = \xi_2 = 0$).

$$\Delta\nu_1 \text{ ниж. пред.} = \frac{0.89}{l \left| n_1^o - n_3^e - \lambda_1 \frac{dn_1^o}{d\lambda_1} + \lambda_3 \frac{dn_3^e}{d\lambda_3} \right|}. \quad (3)$$

Для «холодного» кристалла $\Delta\nu_1 \text{ ниж. пред.} = 1.7 \text{ см}^{-1}$, для «горячего» кристалла $\Delta\nu_1 \text{ ниж. пред.} = 1.1 \text{ см}^{-1}$. Видно, что приведенные выше экспериментальные значения разумно согласуются с теоретическими оценками.

Нами были также измерены энергетические характеристики процесса ап-конверсии. Для измерения мощности сигнала на суммарной частоте P_3 регистрирующая система была откалибрована следующим образом. Излучение аргонового лазера ($\lambda = 4880 \text{ Å}$), измеренное с помощью радиационного термоэлемента, ослаблялось системой калиброванных нейтральных светофильтров и поступало в ИСП-51. Таким образом, оказывалось возможным выразить в ваттах интегральную интенсивность зарегистрированной линии. Проведенная калибровка после внесения поправок на различную спектральную чувствительность фотокатода ФЭУ-64 и изменение дисперсии ИСП-51 позволяла измерить в абсолютных единицах интегральную интенсивность излучения на суммарной частоте. Для измерения мощности излучения штифта Нернста P_1 на место кристалла помещалась диа-

фрагма, диаметр которой измерялся микроскопом и был равен 480 мкм. Непосредственно за диафрагмой помещался радиационный термоэлемент. Таким образом, измерялась интегральная по спектру мощность ИК излучения, попадающая в кристалл в шейку каустики диаметром 480 мкм. Затем вычислялась мощность ИК излучения, распространяющаяся в шейке каустики, соответствующей оптимальной фокусировке точечного источника, делалась поправка на негауссовость пучка. Спектр ИК излучения, попадающего в кристалл, был прописан при помощи монохроматора ИКМ-1. Зная ширину аппаратной функции преобразования из ИК диапазона в видимый, можно было рассчитать мощность ИК излучения штифта Нериста, попадающую в шейку каустики в нужном спектральном интервале. Полученные экспериментальные данные вместе с сосчитанными значениями для квантовой эффективности преобразования даны в таблице.

По Бойду и Клейнману [7], квантовая эффективность процесса ап-конверсии в случае оптимального взаимодействия двух сфокусированных в одну точку гауссовских пучков, распространяющихся вдоль одной оси при совпадении конфокальных параметров, при отсутствии поглощения и 90-градусном синхронизме (взаимодействие типа *ооо*) дается выражением

$$\eta_{13 \text{ теор.}} = \frac{6.65 \cdot 10^5 d^2 P_2 l}{c \lambda_1^2 \lambda_2 (n_g^2)^2}, \quad (4)$$

где d — нелинейность кристалла в направлении синхронизма, для LiNbO_3 $d = d_{31}$. Подставляя экспериментальные данные и используя значение $d_{31} = 1.9 \cdot 10^{-8}$ см · дин.^{-1/2}, приведенное в [10], получаем для «холодного» кристалла $\eta_{13 \text{ теор.}} = 4.7 \cdot 10^{-4}$, для «горячего» кристалла $\eta_{13 \text{ теор.}} = 4.5 \cdot 10^{-4}$. Принимая во внимание возможную неточность юстировки и неидеальность кристаллов, согласие между теорией и экспериментом следует признать хорошим.

Пороговая чувствительность ап-конвертора как приемника определяется пороговой чувствительностью ФЭУ, квантовой эффективностью процесса ап-конверсии, а также дополнительными шумами, возникающими в нелинейном кристалле в процессе ап-конверсии. Как показано в [11], в случае ап-конверсии, идущей с образованием суммарной частоты, основной шум связан с тепловым фоновым ИК излучением, попадающим в полосу ап-конвертора и переводимым в видимый диапазон. Если считать, что на входе системы стоит волновод, выделяющий продольные типы колебаний, то минимально обнаружимая мощность ИК излучения в единичной полосе частот дается выражением

$$NEP_{\text{ап-конв.}}^* = \frac{1}{K_0} \sqrt{NEP_{\text{ФЭУ}}^* + \frac{4 K_0 h^2 c^3 \Delta \nu_1}{\lambda_1 \lambda_3 \eta \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda_1 k T}\right) - 1 \right]}}, \quad (5)$$

где $NEP_{\text{ФЭУ}}^*$ — входной шум-эквивалент ФЭУ в единичной полосе частот, η — квантовая эффективность фотокатода ФЭУ, T — температура окружающей среды, K_0 — коэффициент ослабления по мощности при прохождении сигнала через ап-конвертор. Отсюда видно, что для увеличения чувствительности ап-конвертора надо сужать полосу преобразования. Таким образом, задача о создании чувствительного приемника тесно связана с задачей получения высокого спектрального разрешения. В нашем случае второй член под корнем пренебрежимо мал и пороговая чувствительность целиком определяется шумами ФЭУ, пересчитанными на вход ап-конвертора. Подставляя в (5) экспериментальные данные $NEP_{\text{ФЭУ-64}}^*$ (4100 Å) = $1.4 \cdot 10^{-16}$ Вт · Гц^{-1/2}, $K_{0 \text{ хол.}} = 1.93 \cdot 10^{-4}$, $K_{0 \text{ гор.}} = 1.15 \cdot 10^{-4}$, получаем для

	«Холодный» кристалл	«Горячий» кристалл
T	90° C	198° C
$\Delta \nu_1$	2.9 см ⁻¹	3.4 см ⁻¹
λ_1	2.65 мкм	2.58 мкм
λ_2	4880 Å	4880 Å
λ_3	4115 Å	4104 Å
P_1	$3.56 \cdot 10^{-11}$ Вт	$4.13 \cdot 10^{-11}$ Вт
P_2	$1.05 \cdot 10^{-11}$ Вт	$6.9 \cdot 10^{-12}$ Вт
P_3	$5.62 \cdot 10^{-14}$ Вт	$3.89 \cdot 10^{-14}$ Вт
$\eta_{13} = \frac{P_3 \lambda_3}{P_1 \lambda_1}$	$2.47 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$

«холодного» кристалла $NEP_{\text{ап-конв.}}^* = 7.3 \cdot 10^{-13}$ Вт · Гц^{-1/2}, для «горячего» кристалла $NEP_{\text{ап-конв.}}^* = 1.2 \cdot 10^{-12}$ Вт · Гц^{-1/2}.

Для сравнения отметим, что наиболее чувствительный в этой области спектра инфракрасный приемник на основе PbS ($T=195^\circ$ К) имеет $NEP^* = 6 \cdot 10^{-12}$ Вт · Гц^{-1/2} [12] в расчете на 1 см² площади чувствительной поверхности.

Дальнейшее увеличение пороговой чувствительности ап-конвертора связано с увеличением квантовой эффективности преобразования $\eta_{\text{из}}$. Для этого следует повышать мощность излучения лазера накачки или применять более эффективные нелинейные кристаллы [13, 14].

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность М. А. Большову и Х. Е. Стерину за ценные обсуждения, а также М. А. Москалевой и З. Я. Ярыкиной за постоянную помощь в работе.

Литература

- [1] Е. Н. Антонов, М. А. Большов, В. Г. Колошников, Д. Н. Никогосян. Письма в ЖЭТФ, 14, 23, 1971.
- [2] G. E. Midwinter, G. Warner. J. Appl. Phys., 38, 519, 1967.
- [3] W. B. Gandrud, L. D. Boyd. Opt. Commun., 1, 187, 1969.
- [4] L. D. Boyd, W. B. Gandrud, E. Buechler. Appl. Phys. Lett., 18, 446, 1971.
- [5] F. R. Nash, G. D. Boyd, M. Sargent, P. M. Bridenbaugh. J. Appl. Phys., 41, 2564, 1970.
- [6] R. L. Byer, Y. F. Young, R. S. Feigelson. J. Appl. Phys., 41, 2320, 1970.
- [7] G. D. Boyd, D. A. Kleinman. J. Appl. Phys., 39, 3597, 1968.
- [8] С. Г. Раутиан. Усп. физ. наук, 66, 475, 1958.
- [9] M. V. Hobdne, G. Warner. Phys. Lett., 22, 243, 1966.
- [10] R. C. Miller, A. Sabage. Appl. Phys. Lett., 9, 169, 1966.
- [11] D. A. Kleinman, G. D. Boyd. J. Appl. Phys., 40, 546, 1969.
- [12] Г. Хирд. Измерение лазерных параметров. Изд. «Мир», 1960.
- [13] D. C. Chemla, P. J. Kupecsek, D. S. Robertson, R. C. Smith. Opt. Commun., 3, 29, 1971.
- [14] G. D. Boyd, E. Buechler, F. G. Storz. Appl. Phys. Lett., 18, 301, 1971.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1972 г.