

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ ДИСПЕРСИОННОГО СИНХРОНИЗМА ЗА СЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ УГЛОВ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЯМИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛН

А. А. Бабин, Ю. Н. Беляев, В. М. Фортус и Г. И. Фрейдман

Анализ перестроечных характеристик для параметрического преобразования частоты в кристалле LiIO_3 при длинах волн накачки $\lambda_n = 1.06$ мкм и $\lambda_n = 0.6943$ мкм показал возможность изменения частоты дисперсионного синхронизма в диапазоне длин волн сигнала от 1 до 4–5 мкм за счет изменения угла между сигналом и накачкой. Экспериментальное исследование, проведенное при $\lambda_n = 1.06$ мкм, подтвердило результаты расчетов.

Известно, что при параметрических взаимодействиях в окрестности частоты дисперсионного синхронизма¹ могут проявляться интересные особенности. Например, при параметрической генерации частота сигнальной волны стабильна по отношению к малым изменениям частоты накачки, если групповая скорость последней совпадает с групповой скоростью холостой волны. В процессах параметрического преобразования частоты вверх в окрестности частот дисперсионного синхронизма преобразованной и ИК волн в заданном направлении преобразуется сравнительно широкий спектр ИК излучения [3, 4, 5]. Это обстоятельство является, в частности, важным при создании спектрографов ИК-диапазона высокого разрешения с использованием процесса параметрического преобразования частоты. Используя различные нелинейные кристаллы или меняя длину волны излучения накачки, можно, как известно [4, 5], преобразовывать широкий частотный интервал из различных участков ИК спектра сигнала. Однако эти способы перестройки частоты дисперсионного синхронизма затрудняют создание спектрографов с широкой полосой одновременной регистрации спектра, перестраиваемой в большом интервале длин волн. В то же время при создании таких спектрографов может быть использована неотмеченная до сих пор в литературе зависимость частоты дисперсионного синхронизма от углов между направлениями распространения взаимодействующих волн.²

Зависимость частоты дисперсионного синхронизма от углов ψ_0 и ψ_a между волновым вектором $\mathbf{K}_n = k_n \mathbf{z}_0$ излучения накачки с частотой ω_n и волновыми векторами сигнала ($\mathbf{K}_0$) и волны суммарной частоты ($\mathbf{k}_a$) можно определить, учитывая, что при распространении этих волн в плоскости, проходящей через оптическую ось кристалла z_1 , в окрестности любой точки кривой синхронизма волновую расстройку $\Delta_{a, \text{он}} = k_{az} - k_{oz} - k_n$ можно записать в виде

$$\Delta_{a, \text{он}} = \Delta\omega_a \left[\frac{\partial k_{az}}{\partial \omega_a} (1 - \beta_0 \operatorname{tg} \psi_a) - \frac{\partial k_{0z}}{\partial \omega_0} (1 - \beta_0 \operatorname{tg} \psi_0) \right] + \\ + \Delta\psi_a \left(k_{az} + \frac{\partial k_a}{\partial \psi_a} \sin \psi_a \right) (\beta_a - \beta_0). \quad (1)$$

¹ Частота сигнала, при которой по крайней мере у двух взаимодействующих волн одинаковы скорости изменения продольных составляющих волновых векторов $dk_z/d\omega$.

² Следует отметить, что такая зависимость должна наблюдаться и в процессах параметрического усиления.

Здесь $\Delta\omega_a = \Delta\omega_0$ — изменение частоты сигнала, а углы β_i между групповой скоростью волн и осью z определяются выражениями

$$\beta_i = \frac{\partial k_{iz}}{\partial \Theta_i} \left(k_{iz} + \frac{\partial k_i}{\partial \Theta_i} \sin \psi_i \right),$$

где $\Theta_i = \Theta_n + \psi_i$, а Θ_n — угол между волновым вектором излучения накачки и оптической осью кристалла. При выводе (1) учитывалось, что углы ψ_0 и ψ_a , как следует из граничных условий на входной поверхности нелинейного кристалла, удовлетворяют условию $k_x = k_a \sin \psi_a = k_0 \sin \psi_0$ и, следовательно, связь между изменениями этих углов имеет вид

$$\Delta\psi_0 = \Delta\psi_a \frac{k_{az} + \sin \psi_a \frac{\partial k_a}{\partial \psi_a}}{k_{0z} + \sin \psi_0 \frac{\partial k_0}{\partial \psi_0}} + \Delta\omega_a \frac{\operatorname{tg} \psi_a \frac{\partial k_{az}}{\partial \omega_a} - \operatorname{tg} \psi_0 \frac{\partial k_{0z}}{\partial \omega_0}}{k_{0z} + \sin \psi_0 \frac{\partial k_0}{\partial \psi_0}}. \quad (2)$$

Изменение угла ψ_0 связано как с изменением угла ψ_a , так и с изменением частоты сигнала. Это обусловлено тем, что направление распространения волны меняется как при изменении поперечной составляющей волнового вектора k_x , так и при изменении частоты волны

$$\Delta\psi_i = \left(k_{iz} + \sin \psi_i \frac{\partial k_i}{\partial \psi_i} \right)^{-1} \left(\Delta k_x - \sin \psi_i \frac{\partial k_i}{\partial \omega} \Delta\omega_i \right).$$

Из выражения (1) видно, что при фиксированном направлении распространения волны суммарной частоты ($\Delta\psi_a = 0$) волновая расстройка в первом приближении не зависит от изменений частоты сигнала в точке $(\Theta_n, \bar{\psi}_a, \bar{\psi}_0, \bar{\lambda}_a, \bar{\lambda}_0)$, удовлетворяющей, кроме условий синхронизма, соотношению

$$\begin{aligned} \bar{\Delta s}_{a0} &= \frac{\partial k_{az}}{\partial \omega_a} (1 - \bar{\beta}_0 \operatorname{tg} \psi_a) - \\ &- \frac{\partial k_{0z}}{\partial \omega_0} (1 - \bar{\beta}_0 \operatorname{tg} \psi_0) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Это значит, что в этой точке дисперсионного синхронизма перестроенная кривая ($\Delta s_{a0} = 0$) на плоскости λ_a, ψ_a (при фиксированном Θ_n) имеет экстремум и в малый угол $\Delta\psi_a$ преобразуется сравнительно широкий интервал частот сигнала (рис. 1)³. Поскольку соотношение (3) зависит от углов ψ, ψ_0 между волновыми векторами взаимодействующих волн и волновым вектором излучения накачки, от этих углов будет зависеть

Рис. 1. Кривые синхронизма [1 — $\psi_a(\lambda_a)$, 2 — $\psi_0(\lambda_a)$], построенные для двух значений Θ_n : а — $\Theta_n = 27^\circ$; б — $\Theta_n = 22^\circ 30'$.

Кривая 3 — зависимость $\lambda_0(\lambda_a)$. Точками отмечены экспериментально измеренные значения с соответствующими ошибками измерения.

и частота дисперсионного синхронизма. На рис. 1 (кривые 2а и 2б) приведены зависимости величин $(\bar{\psi}_a, \bar{\psi}_0, \bar{\Theta}_n, \bar{\lambda}_0)$, а также соответствующей ширины угла синхронизма $\Delta\psi_a$ ($\Delta s_{a0} = 2\pi$) снаружи кристалла

³ Следует отметить, что, как следует из (2) и (1), на плоскости (λ_0, ψ_0) перестроенная кривая имеет экстремум, вообще говоря, в другой точке $(\Theta'_n, \bar{\psi}'_a, \bar{\psi}'_0, \bar{\lambda}'_a, \bar{\lambda}'_0)$, которая вместо соотношения (3) удовлетворяет соотношению

$$\bar{\Delta s}'_{a0} = \frac{\partial k_{az}}{\partial \omega_a} (1 - \bar{\beta}_a \operatorname{tg} \psi_a) - \frac{\partial k_{0z}}{\partial \omega_0} (1 - \bar{\beta}_a \operatorname{tg} \psi_0).$$

Поскольку эта точка представляет, по-видимому, меньший практический интерес, мы не будем останавливаться на ее характеристиках.

от длины волны суммарной частоты для кристалла LiIO_3 при излучении накачки с длинами волн 1.06 и 0.6943 мкм. Кривые построены по значениям показателей преломления, приведенным в работах [6, 7]. Из рис. 2 (а и б) видно, что в кристалле LiIO_3 длину волны сигнала λ_0 в точке дисперсионного синхронизма можно менять по крайней мере до 4 мкм. По-

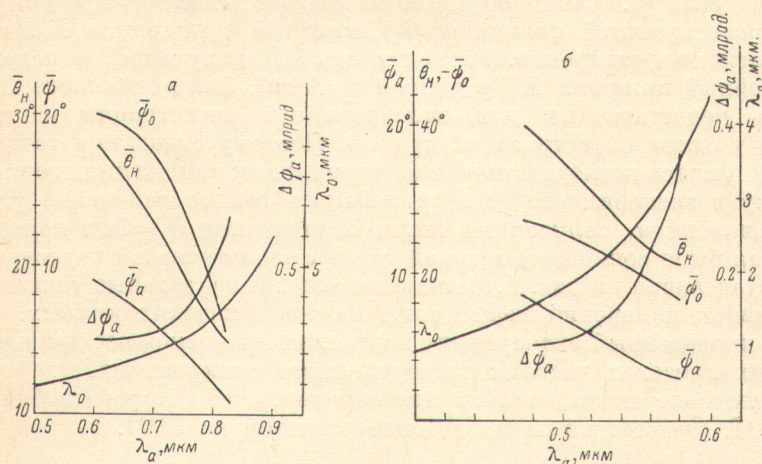


Рис. 2. Зависимость параметров точек дисперсионного синхронизма от λ_a при различных длинах волн накачки.

а — $\lambda_n = 1.06$ мкм, б — $\lambda_n = 0.6943$ мкм.

видимому, диапазон изменения длины волны λ_0 может быть продолжен вплоть до границы поглощения (т. е. до 5–6 мкм). Однако для уверенного продолжения приведенных кривых в длинноволновую область необходимо более точное знание в ней показателя преломления n_0 .⁴ Экспериментальная проверка возможности изменения частоты дисперсион-

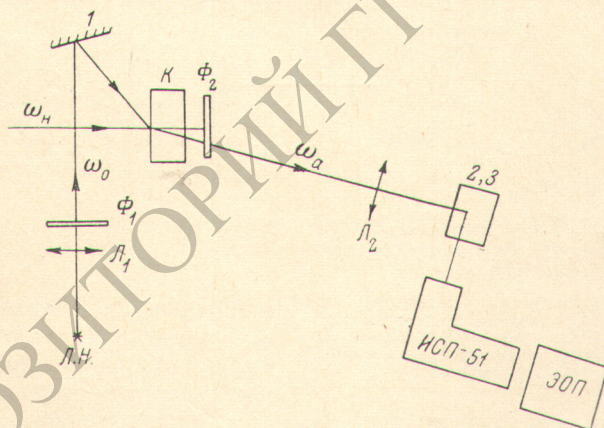


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

ного синхронизма проводилась на установке, схема которой приведена на рис. 3. Источником излучения накачки служил неодимовый лазер, работающий в режиме свободной генерации. Его излучение усиливалось двумя усилителями и расширялось телескопом. Это позволило получить излучение накачки с расходимостью меньшей ширины угла синхронизма (меньше $3'$) с энергией до 4 дж. Ширина спектра была при этом не больше

⁴ Расчеты, приведенные по приближенным значениям, указывают на возможность существования в области 4.5–6 мкм точки, в которой аналогично тому, как это имеет в LiNbO_3 , при $\lambda_0 = 3.5$ мкм [3, 5] одновременно выполняются условия дисперсионного и касательного синхронизма.

20 см⁻¹. В качестве источника сигнала служила лампа накаливания мощностью 10 Вт, видимая часть излучения которой отсекалась фильтром Φ_1 . Диаграмма направленности излучения суммарной частоты с помощью линзы L_2 и системы зеркал 2, 3 проецировалась на щель спектрографа ИСП-51 так, что изменение координаты вдоль щели было пропорционально изменению угла ϕ_a . Таким образом, на выходе спектрографа получался участок перестроечной кривой $\phi_a(\lambda_a)$, который с помощью ЭОПа регистрировался на фотопленке. Расходимость ИК излучения, попадающего на нелинейный кристалл K (с длиной $d=1$ см), была не больше 3°, что оказалось недостаточным для одновременной регистрации достаточно большого участка перестроечной кривой. Поэтому отдельные точки этой кривой снимались последовательно при различных положениях зеркала 1.⁵ Поскольку в эксперименте регистрировалось только изменение угла ϕ_a , а не его величина, полученная таким образом при $\Theta_n=27^\circ$ перестроечная кривая была смещена в одной точке с теоретической перестроечной кривой. Как видно из рис. 1, остальные экспериментальные точки в пределах ошибок измерений лежат тоже на теоретических кривых. Таким образом, проведенный эксперимент подтверждает возможность изменения в широких пределах частоты дисперсионного синхронизма.

В заключение авторы пользуются случаем, чтобы выразить благодарность Т. Н. Федосеевой за проведение расчетов на ЭВМ.

Литература

- [1] A. I. Kovrigin, R. L. Byer. IEEE, QE-5, 7, 1960.
- [2] М. М. Сущик, Ф. М. Фортус, Г. И. Фрейдман. Изв. вузов, радиофизика, 12, 631, 1970.
- [3] I. E. Midwinter. Appl. Phys. Lett., 14, 19, 1969.
- [4] R. A. Andrews. IEEE, QE-6, 1970.
- [5] I. Warner. Opto-Electronics, 3, 37, 1971.
- [6] G. Nath, S. Hassühl. Appl. Phys. Lett., 14, 154, 1969.
- [7] A. I. Compillo, C. L. Tang. Appl. Phys. Lett., 16, 242, 1970.

Поступило в Редакцию 7 июня 1972 г.