

НАБЛЮДЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

С.А.Ахманов, А.Г.Ершов, В.В.Фадеев, Р.В.Хохлов,
О.Н.Чунаев, Е.М. Швом

Параметрические взаимодействия световых волн (их теория рассматривалась в [1-4]) представляют особый интерес в связи с проблемой создания перестраиваемых по частоте генераторов света. Как было показано в цитированных работах, при определенных условиях энергия мощных колебаний (так называемой накачки) с частотой ω_H эффективно передается колебаниям на частотах ω_1, ω_2 , удовлетворяющих соотношению

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_H. \quad (1)$$

Частоты ω_1, ω_2 могут плавно перестраиваться при фиксированной частоте ω_H , если при этом выполняется следующее соотношение между волновыми векторами:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_H. \quad (2)$$

В принципе возможны два варианта перестройки частоты.

1. Используется так называемое одномерное взаимодействие: векторы \vec{k}_1, \vec{k}_2 и \vec{k}_H коллинеарны. В этом случае перестройка частот $\omega_{1,2}$ при фиксированном положении \vec{k}_H в пространстве может осуществляться либо за счет изменения ориентации нелинейного кристалла в резонаторе Фабри-Перо, либо за счет изменения показателей преломления кристалла (в [2] это предлагалось осуществлять, например, с помощью внешнего электрического поля, в [7] для указанной цели использовалось изменение температуры нелинейного кристалла).

2. Используется двумерное взаимодействие: вектора $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_H$ неколлинеарны. Перестройка частоты осуществляется за счет изменения взаимной ориентации указанных векторов. Такая схема может иметь определенные преимущества при сильно отличающихся частотах ω_1 и ω_2 .

Одномерные параметрические взаимодействия наблюдались в работах [5-7]. Предметом же настоящего сообщения является изложение результатов эксперимента, в котором было осуществлено двумерное параметрическое взаимодействие в оптическом диапазоне. В нашем эксперименте в качестве нелинейного кристалла использовался кристалл АДП, в качестве накачки - вторая гармоника излучения рубинового лазера ($\lambda_H = 0,3471 \text{ мк}$), а в качестве сигнала - само излучение

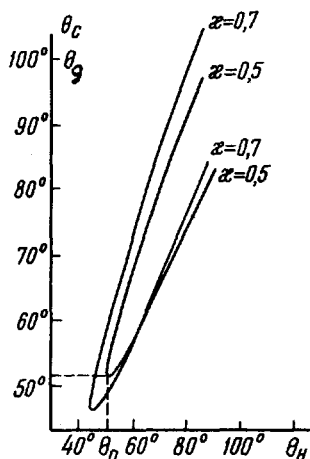


Рис. I. Перестроенные кривые параметрического усилителя (генератора);

$$x = \omega_1 / \omega_H; \theta_H = k_H \vec{z}, \\ \theta_c = k_c \vec{z}, \theta_g = k_g \vec{z}; \vec{z} - \text{оптическая ось кристалла АДП}$$

рубинового лазера ($\lambda_c = 0,6943 \text{ мк}$). Таким образом, осуществлялся режим вырожденного взаимодействия ($\omega_c = \omega_1 = \omega_2 = \omega_H / 2$).

Двумерное взаимодействие волны сигнала с накачкой в кристалле АДП приводит к появлению еще одной волны на частоте ω_c (так называемой дополнительной волны), направление волнового вектора которой

\vec{k}_g определяется соотношением (2) и дисперсионными характеристиками кристалла. Как следует из перестроенных кривых параметрического усилителя (генератора), приведенных на рис. I, в вырожденном режиме ($x = \omega_1 / \omega_H = 0,5$) угол $\Delta\theta$ между волновыми векторами

сигнальной и дополнительной волн меняется от 0 до $\Delta\theta_{\text{макс}} = 18^\circ$ I)

при изменении угла $\theta_H = k_H \vec{z}$ (\vec{z} - вектор, направленный по оптической оси кристалла) от $\theta_H = \theta_0$ до $\theta_H = 90^\circ$ (θ_0 - угол одно-

мерного синхронизма). Мощности сигнальной (P_c) и дополнительной (P_g) волн на выходе кристалла равны:

$$P_c = P_c(0)(ch^2 \Gamma_0 l_{03}) e^{-2\delta l_c}; \quad P_g = P_c(0)(sh^2 \Gamma_0 l_{03}) e^{-2\delta l_g}, \quad (3)$$

где Γ_0 - коэффициент нарастания, который в нашем случае равен:

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi\chi \cdot k_c \sin \theta_H}{(n_c^0)^2 \cdot \cos(\theta_H - \theta_c)}, \quad (4)$$

$\chi = 2d_{36}$ (см.^[9]) - коэффициент квадратичной поляризуемости, n_c^0 - показатель преломления кристалла для обыкновенной волны на частоте ω_c , l_{03} - длина взаимодействия волн в кристалле, l_c и l_g - длины путей, проходимых сигнальной и дополнительной волнами в кристалле, при двумерном взаимодействии $l_{03} \neq l_c \neq l_g$; δ - декремент затухания на частоте ω_c .

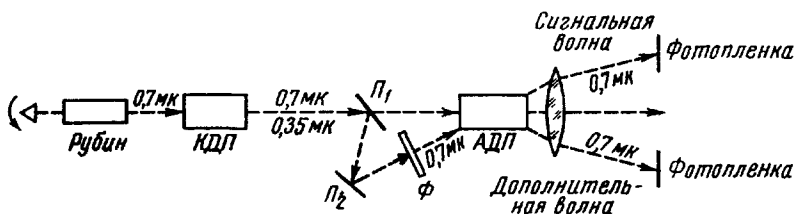


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки, Π_1 и Π_2 - плоскопараллельные пластины, Φ - фильтр, поглощающий накачку ($\lambda_H = 0,3471$ мк)

Интересно отметить, что, если процесс вырожденного параметрического усиления при одномерном взаимодействии существенно определяется сдвигом фаз между накачкой и сигналом, то для двумерного вырожденного взаимодействия фазовая зависимость исчезает.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Рубиновый лазер с модуляцией добротности возбуждает оптический удвоитель частоты (на кристалле КДП длиной 2 см) и является одновременно генератором усиливаемого сигнала. Несфокусированные волны

накачки и сигнала взаимодействуют в кристалле АДП (длиной 3 см); схема осуществления двумерного взаимодействия ясна из рисунка. К.п.д оптического удвоителя частоты составлял около 5%; плотность мощности накачки в кристалле АДП $S_{\omega} \approx 5 \div 6$ Мвт/см². Соотношение мощностей сигнала и накачки на входе усилительного кристалла

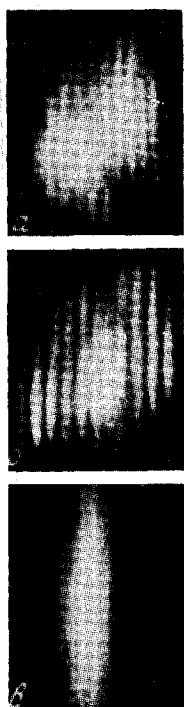


Рис. 3. Изображения сигнального (а, б) и дополнительного (в) лучей. Изображение (а) получено в отсутствие кристалла АДП, б - через 1000-кратный ослабитель

$$P_c(0)/P_n = 10^{-2}; \quad \text{угол } \theta_n = \widehat{k_n z} \quad \text{в наших экспериментах составлял } 90^\circ; \quad \theta_c = \widehat{k_c z} = 81^\circ 10'; \quad \theta_g = \widehat{k_g z} = 89^\circ 50'.$$

Регистрация сигнальной и дополнительной волны производилась фотографически.

На рис. 3 приведены изображения, оставляемые на фотоленке сигнальным (3, а, б) и дополнительным (3, в) лучами (при получении снимка 3, а кристалл АДП удалялся). Изображения искажены полосами, обусловленными интерференцией в пластинах Π_1 и Π_2 (см. рис. 2). Эффект параметрического взаимодействия проявился как в появлении дополнительного луча (рис. 3, в), так и в изменении изображения сигнального луча: вследствие потерь в кристалле яркость изображе-

ния уменьшается по всему сечению, кроме центральной полосы, где потери скомпенсированы за счет параметрического взаимодействия. Все эти признаки параметрического взаимодействия исчезают при изменении угла падения сигнальной волны на кристалл на $\pm 9'$ от оптимального, что находится в соответствии с величиной расходимости пучка рубинового лазера.

Экспериментальное значение отношения $P_g/P_c(0) = 0,02$;
 $P_c/P_c(0) = 0,8$, а теоретические значения: $P_g/P_c(0) = 0,2$; $P_c/P_c(0) = 1,0$. Для теоретической оценки мы использовали следующие значения параметров, входящих в выражения (3), (4): $l_{g3} = 2$ см; $l_c = 3$ см, $l_g = 2$ см, $\delta = 0,05$ см⁻¹, $S_H = 5$ Мвт/см², $\chi = 2 \cdot 10^{-11}$ см/в, $n_c^o = 1,5$. Величины l_{g3} , l_c и l_g сильно меняются по сечению луча. Принятое для оценки значение $l_{g3} = 2$ см является в нашем случае максимально возможным; оптимизация же пространственного расположения лучей накачки и сигнала в нашем эксперименте не производилась.

Важно подчеркнуть, что угловая апертура двумерного параметрического взаимодействия $\Delta\theta_y$ превышает соответствующую величину для одномерного усиления и равна угловой апертуре луча накачки. В нашем эксперименте расходимость накачки составляла $2'$, этому же значению оказалась равной расходимость дополнительной волны. Заметим, что теоретическое значение угла захватывания $\Delta\theta_y^{(T)}$, вычисленное для условий нашего эксперимента, составляет $10''$.

Мы признательны В.Г.Дмитриеву, совместно с которым проводились теоретические исследования, Г.В.Венкину за помощь в эксперименте и В.В.Юрлову за качественную обработку кристаллов КЛП и АДП.

Физический факультет

Московского

государственного университета

им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию

23 июля 1965 г.

Литература

- [1] R.H.Kingston. Proc. IRE, 50, 472, 1962.
- [2] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 43, 351, 1962; Проблемы нелинейной оптики. М., 1964.
- [3] N.M.Kroll. Phys. Rev., 127, 1207, 1962.
- [4] I.Armstrong, N.Blombergen, I.Ducuing, P.Pershan. Phys.Rev., 127, 1918, 1962.
- [5] C.Wang, G.Racette. Appl. Phys. Lett., 8, N8, 1965.
- [6] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С.Пискарскас, В.В.Фадеев, Р.В.Хохлов. Письма ЖЭТФ, 2, 300, 1965.
- [7] J.A.Giordamine, R.C.Miller. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies;
Доклад на конференции по квантовой электронике, 28-30 июня 1965 г. Сан-Хуан, Порто-Рико.
- [8] F.Zernike. J.Opt. Soc. Amer., 54, 1215, 1964.
- [9] A.Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziolzic. Phys. Rev. Lett., 11, 14, 1963.

1) Для расчетов использовались значения показателей преломления АДП, приведенные в [8].