

НАБЛЮДЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ  
В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С.Пискараскас, В.В.Фадеев,  
Р.В.Хохлов

Предметом настоящего сообщения является изложение результатов эксперимента, в котором непосредственно наблюдалось параметрическое усиление оптического сигнала с длиной волны  $\lambda_c = 1,06 \text{ мк}$

в кристалле КДП, возбуждаемом интенсивной волной накачки с  $\lambda_H = 0,53 \mu\text{м}$ . Предложения о возможности реализации указанного эффекта в оптическом диапазоне и его теория изложены в [1-3]; результаты опытов, в которых производилась косвенная регистрация параметрического усиления на волне  $\lambda_c = 0,63 \mu\text{м}$ , описаны в [4].

В нелинейной среде с поляризацией, квадратично зависящей от напряженности электрического поля, энергия интенсивной волны накачки (частота  $\omega_H$ ) может передаваться волнам с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , удовлетворяющими соотношению  $\omega_H = \omega_1 + \omega_2$ . Передача энергии происходит наиболее эффективно, если выполняется следующее соотношение между волновыми векторами взаимодействующих волн (так называемое условие синхронизма):

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_H. \quad (1)$$

Эффект параметрического усиления обладает четко выраженным порогом. Приближенное соотношение (справедливое при достаточно большой длине кристалла  $l$ ) для определения пороговой амплитуды накачки  $A_{H \text{ пор}}$  имеет вид [2]:

$$\Gamma_0^2 = \left(\frac{2\pi}{c^2}\right)^2 \frac{\omega_1^2 \omega_2^2 A_{H \text{ пор}}^2}{k_1 k_2} \cdot \frac{(\vec{e}_1 \chi^{\omega_H - \omega_2} \vec{e}_H \vec{e}_2)(\vec{e}_2 \chi^{\omega_H - \omega_1} \vec{e}_H \vec{e}_1)}{-\cos \hat{k}_1 \hat{z}_1 \cdot \cos \hat{z}_1 \hat{z}_0 \cdot \cos \hat{k}_2 \hat{z}_2 \cdot \cos \hat{z}_2 \hat{z}_0} \approx \delta_1 \delta_2. \quad (2)$$

Здесь  $\vec{e}_i$  - единичные вектора, характеризующие поляризацию взаимодействующих волн,  $\hat{z}_i$  - их лучевые вектора,  $\hat{z}_0$  - нормаль к границе нелинейной среды,  $\chi^{\omega_H - \omega_i}$  - спектральные компоненты тензора нелинейной поляризуемости,  $\delta_i$  - декременты затухания на частотах  $\omega_{1,2}$ . При  $A_H < A_{H \text{ пор}}$  волна, входящая в кристалл на частоте  $\omega_1$  (сигнальная волна), затухает, а родившаяся в кристалле дополнительная волна с частотой  $\omega_2$  сначала растет, а затем также затухает. Поэтому косвенные методы измерения параметрического усиления, например, по регистрации колебаний разностной частоты (именно такая методика была принята в [4]) не всегда оказываются достаточно надежными.

В наших опытах с кристаллами КДП условие (2) удовлетворялось при использовании в качестве генератора накачки оптического удвоителя частоты I). Блок-схема экспериментальной установки показана

на рис. 1. Здесь лазер на стекле, активированном неодимом, использовался в качестве задающего генератора удвоителя частоты (кристалл КДП-I длиной  $\ell = 3$  см) и одновременно в качестве генератора

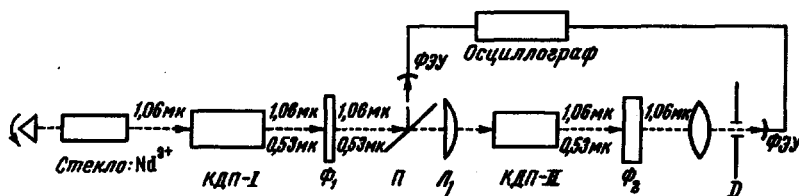


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:

$\Phi_1$  - фильтр СЭС-21,  $\Phi_2$  - инфракрасный фильтр ИКС-1, Д - диафрагма,  $L_1$  - цилиндрическая линза, П - плоскопараллельная пластинка

усиливаемого сигнала. На выходе удвоителя частоты соотношение мощностей второй гармоники ( $P_2$ ) и основного излучения ( $P_1$ ) составляло  $P_2/P_1 = 0,2 + 0,3$ . После системы фильтров  $\Phi_1$  это отношение становилось равным  $P_2/P_1 = 10^4 + 10^5$ . Таким образом, на второй, усилительный кристалл КДП подавался слабый сигнал ( $\lambda_c = 1,06$  мк) и мощная волна накачки ( $\lambda_n = 0,53$  мк). Волна накачки фокусировалась на кристалл КДП-II ( $\ell = 3$  см) с помощью цилиндрической линзы  $L_1$  (фокусное расстояние 13 см), так что плотность мощности накачки во втором кристалле достигала  $S_2 \approx 100$  Мвт/см<sup>2</sup>. Для регистрации изменения интенсивности сигнала в кристалле КДП-II использовалась двухканальная фотоэлектрическая схема или фотопленка.

Наиболее наглядными являются результаты, полученные при фотографической регистрации выходного сигнала. На рис.2 приведены кривые, полученные путем фотометрирования фотографий поперечного сечения луча сигнала на выходе усилительного кристалла. По оси абсцисс отложен угол  $\theta$ , отсчитываемый от направления синхронизма в плоскости, проходящей через оптическую ось; по оси ординат - мощность сигнала в относительных единицах. Кривая 1 соответствует "выключенной" накачке, а кривые 2-5 - "включенной". Причем последние получены при одинаковых контролируемых условиях опыта

"Выключение" накачки осуществлялось либо с помощью инфракрасного фильтра, оставляющего мощность сигнала практически неизменной, либо путем изменения ориентации луча накачки относительно направ-

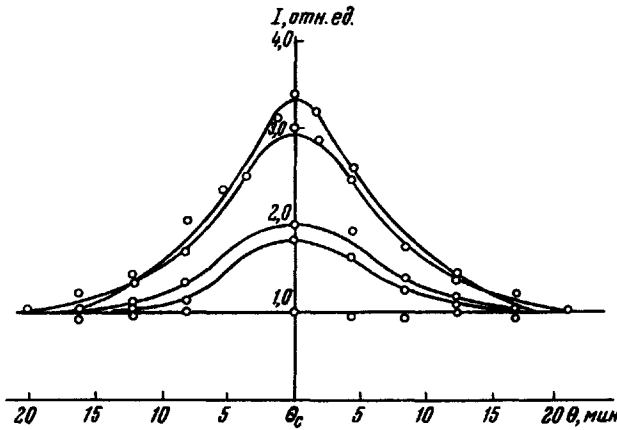


Рис. 2. Распределение интенсивности сигнала на выходе усилительного кристалла по направлениям

ления синхронизма в кристалле КШ-11 (усиление практически полностью пропадало при угловом отклонении, большем  $10'$ ).

Из приведенных кривых видно, что заметное параметрическое усиление имеет место лишь в сравнительно узком угле  $\Delta\theta_y^{(3)} \approx 10'$ . Максимальное усиление  $G_{\text{макс}}$  соответствует точному направлению синхронизма. В наших опытах величина  $G_{\text{макс}}$  флуктуировала от вспышки к вспышке (см. рис. 2); среднее значение, зарегистрированное экспериментально, составляло  $\bar{G}_{\text{макс}} \approx 2,5$ . Теоретическое значение  $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})} = \exp[2(\Gamma_0 - \delta_c)\ell]$  для условий, соответствующих эксперименту, составляет  $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})} = 14$  (здесь использовались следующие значения:  $\Gamma_0 = 2,2 \cdot 10^{-6} A_H \text{ см}^{-1}$ ; где  $A_H$  выражено в в/см,  $\mathcal{S}_2 = 10^8 \text{ вт/см}^2$ ;  $\ell = 3 \text{ см}$ ;  $\delta_c = 0,05 \text{ см}^{-1}$ ). Теоретическое значение  $\Delta\theta_y^{(7)}$  (так называемый угол захватывания) определяется из условия:  $\Delta \frac{1}{2} k \Delta\theta_y^{(7)} = 2k\Gamma_0$  (здесь  $\Delta = 2k_c - k_H$  для лучей, отклоняющихся от направления синхронизма). Для наших кристаллов  $k = 0,25 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta\theta_y^{(7)} \approx 1,5'$ . Различие  $\Delta\theta_y^{(7)}$  и  $\Delta\theta_y^{(3)}$  связано, по нашему мне-

нию, с конечной шириной спектра и расходямостью волны накачки.

Значительные флуктуации параметрического усиления от импульса к импульсу и небольшая (в сравнении с теоретической) величина среднего усиления могут быть связаны с особенностями параметрического взаимодействия в вырожденном режиме. Действительно, в вырожденном режиме величина усиления равна  $G_{\text{макс}}^{(\text{теор})}$ , как известно, лишь при наличии оптимального сдвига фаз между накачкой и сигналом. В нашей установке роль фазовращателя играла система фильтров, расположенных между кристаллами I и II. Вместе с тем, следует отметить, что фазовая селективность вырожденного оптического параметрического усилителя с многомодовой накачкой (в наших опытах ширина спектра накачки достигала  $10 \text{ \AA}$ ) меньше, нежели в одномодовом режиме; спектр многомодового сигнала при взаимодействии с многомодовой накачкой расширяется; появляются дополнительные моды, усиление которых происходит по законам невырожденного параметрического усиления.

Достигнутое нами значение усиления достаточно для реализации параметрического генератора света - прибора, позволяющего осуществить плавную перестройку частоты когерентных оптических колебаний 2).

Мы признательны В.Г.Дмитриеву за полезные дискуссии.

Физический факультет  
Московского государственного университета

Поступило в редакцию  
23 июля 1965 г.

им. М.В.Ломоносова

#### Литература

- [1] R.N.Kingston. Proc. IRE, 50, 472, 1962.
- [2] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 43, 351, 1962; Проблема нелинейной оптики, М., 1964.
- [3] N.M.Kroll. Phys.Rev., 127, 1207, 1962.
- [4] C.Wang, G.Rocette. Appl.Phys.Lett., 8, N8, 1965.
- [5] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, М.М. Струков, Р.В.Хохлов. Письма ЖЭТФ, I, вып. I, 42, 1965.
- [6] J.A.Giordmine, R.C.Miller. Докл. на конф. по квантовой электронике 28-30 июня 1965 г., Сан-Хуан, Порто-Рико.

- 
- 1) Возможность наблюдения нелинейных эффектов в поле излучения такого генератора была продемонстрирована ранее [5].
  - 2) В недавно появившейся работе Джордмэйна и Миллера [6] перестраиваемый генератор света был запущен на новом, высокоэффективном нелинейном кристалле  $LiNbO_3$ .