

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАХВАТ
ПАРАМЕТРИЧЕСКИ УСИЛИВАЕМЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН
В КРИСТАЛЛЕ KDP**

Ю. Н. Беллев, Г. И. Фрейдман

В настоящей работе приведены результаты наблюдения явления пространственного захвата параметрически усиливаемых волн излучением накачки. Это явление, теоретически предсказанное в работе [1], может оказаться весьма существенным в процессах параметрической люминесценции, параметрического усиления и генерации. Структура "захваченных" полей для гауссова пучка (или импульса) накачки, а также зависимость в этом случае их инкрементов от радиуса и мощности этого пучка определены в работе [2]. В этой же работе показано, что достаточно быстрая фазовая модуляция излучения накачки может повысить порог захвата и существенно уменьшить усиление. В работах [3 - 7] рассмотрены также методы расчета полей усиливаемых волн по заданным источникам в условиях, когда явление захвата существенно.

Пространственный захват параметрически усиливаемых волн возможен, только тогда, когда потоки энергии этих волн направлены в противоположные стороны относительно оси пучка накачки [1]. В этом случае вследствие взаимодействия с излучением накачки происходит как бы их объемное "переотражение" так, что пучок накачки является, в некотором смысле, волноводом для параметрически усиливаемых волн. При мощности пучка накачки, превышающей некоторую критическую

кую мощность $P_0^{1)}$ некоторые моды волновода становятся экспоненциально нарастающими, а их поля оказываются локализованными, в основном, внутри волнового пакета излучения накачки. Таким образом, при выполнении условий пространственного захвата усиление сигналов будет происходить на всей длине кристалла, даже если она значительно превышает длину статического взаимодействия $L_c = (\sigma_H / \Delta\beta_{max})$ (σ_H – радиус пучка накачки, $\Delta\beta_{max}$ – наибольший из углов $\Delta\beta_1, \Delta\beta_2$).

Явление пространственного захвата наблюдалось нами при усилении волн с $\lambda = 1,06 \text{ мк}$ за счет взаимодействия типа $oe - e$ с пучком

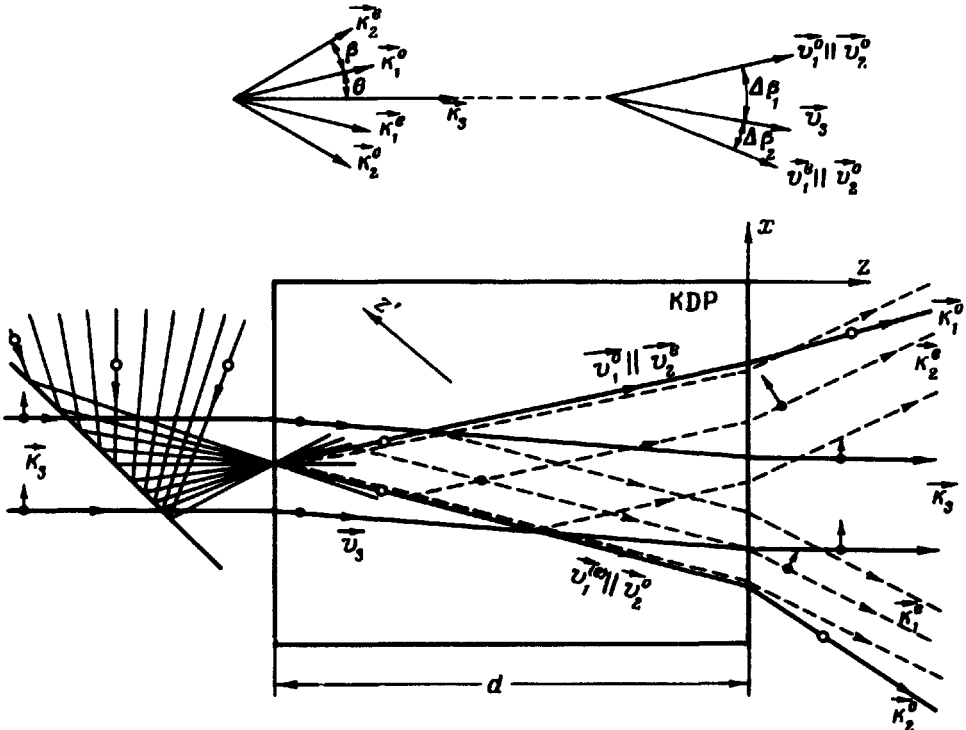


Рис. 1. Схема взаимодействия волн. Сплошной линией в кристалле KDP показаны лучи усиливаемых волн, пунктиром показан ход пучков преобразованных волн при $P < P_0$. z_1 – направление оптической оси; $\vec{v}^o, \vec{v}^e, \vec{v}_3$ – групповые скорости усиленной, преобразованной волны и волны накачки соответственно; β – угол двулучепреломления

¹⁾ Для гауссова пучка $P_0 = \pi^2 \Delta\beta_1 \Delta\beta_2 / 8 \chi^2$, где $\Delta\beta_1, \Delta\beta_2$ углы между осью пучка накачки и групповыми скоростями усиливаемых волн, χ – коэффициент пропорциональности между коэффициентами статического усиления γ_0 и корнем из максимальной плотности потока мощности излучения накачки S_0 ($\gamma_0 = \chi \sqrt{S_0}$). Явление пространственного захвата может наблюдаться и при параметрическом взаимодействии на кубичной нелинейности, например, при взаимодействии стоксового и антистоксового излучения при ВКР [1]. В этом случае пространственный захват может наблюдаться при достаточно сильном уменьшении радиуса пучка с любой конечной мощностью.

излучения второй гармоники неодимового ОК1¹ в кристалле KDP (длина кристалла $d = 60 \text{ мм}$, $a_{\text{H}} = 0,6 \text{ мм}$). Поляризованное излучение с длиной волны $\lambda = 1,06 \text{ мк}$ фокусировалось на поверхности нелинейного кристалла в центре пучка накачки. Условие синхронизма в каждой из плоскостей, проходящих через ось пучка накачки, выполнялось для двух пар волн: $k_3 = k_1^o + k_1^e = k_2^o + k_2^e$ (рис. 1). Значение углов синхронизма можно было менять вращением кристалла.

На экране электронооптического преобразователя регистрировались либо диаграмма направленности усиленного (обыкновенная волна — k^o) и преобразованного (необыкновенная волна — k^e) сигналов, либо распределение поля преобразованного сигнала на выходном торце нелинейного кристалла и на расстоянии 10 см от него (рис. 2).

Сравнение полученных таким образом результатов с результатами теоретического рассмотрения легче всего проводить для достаточно больших значений углов $\Delta\beta_1, \Delta\beta_2$ ($\Delta\beta_1; \Delta\beta_2 > 0,5^\circ$), когда длина кристалла значительно превышает L_c и длину формирования нулевой моды параметрического волновода $L_o = (a_{\text{H}}/4\Delta\beta_2)[(\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)/\Delta\beta_1]$ [3, 5]. В этом случае коэффициент усиления и распределение поля на выходе кристалла должны быть близки к коэффициенту усиления и распределению поля этой моды.

Поскольку мощность излучения накачки ($P = 6 - 9 \text{ Мвт}$) могла превышать критическую в 5 — 10 раз вплоть до углов $\Delta\beta_1 \approx \Delta\beta_2 \approx 3^\circ$, то коэффициент усиления ($\rho_o d$) и радиус ρ_o нулевой моды, а также расстояние a_o между максимумами интенсивности усиливаемых волн можно было определить по формулам [2]:

$$\rho_o = \gamma_{\text{max}} \sqrt{1 - a_o/a_{\text{H}}} - \frac{a_1 \Delta\beta_2 + a_2 \Delta\beta_1}{\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2}, \quad (1a)$$

$$\rho_o = \sqrt{a_o a_{\text{H}}}; \quad a_o = \gamma_o^{-1} \sqrt{\Delta\beta_1 \Delta\beta_2}. \quad (1б)$$

Здесь $\gamma_{\text{max}} = \frac{\gamma_o 2\sqrt{\Delta\beta_1 \Delta\beta_2}}{\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2}$; a_1, a_2 — коэффициенты затухания волн.

Разность абсолютных величин сдвигов $\Delta x_1, \Delta x_2$ максимумов интенсивности усиливаемых волн относительно максимума интенсивности излучения накачки согласно оценкам (при слабом затухании¹), т. е.

¹) Следует отметить, что поскольку полученные в работах [2 — 7] соотношения справедливы при большом затухании волн их легко применить для анализа явления пространственного захвата в таких предельных случаях параметрического взаимодействия, как ВКР на поляритонах или ВКР пикосекундных импульсов [8]. В последнем случае, как нетрудно видеть из сравнения уравнений, достаточно, ввести замену $\gamma_o \rightarrow A_{\text{H}} \sqrt{\sigma_c \sigma_q} / v_q$; $a_{\text{H}} \rightarrow r_{\text{H}}$; $a_1 \rightarrow (v_q T_2)^{-1}$; $\Delta\beta_2 \rightarrow (v_c^{-1} - v_{\text{H}}^{-1}) = \Delta s$; $\Delta\beta_1 \rightarrow v_q^{-1}$ (σ_c и σ_q — коэффициенты связи молекулярного колебания и стоксовой волны, T_2 — время релаксации молекулярных колебаний; A_{H} — амплитуда импульса накачки) и затем устремить скорость молекулярного колебания v_q к нулю.

$\alpha_{1,2} \ll \rho_0$, $\Delta x_{1,2} \approx \pm(\sigma_0/2) + \sigma_H[(\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2)/(\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)]$ должна быть примерно в 3 раза меньше радиуса накачки. Ошибка измерения величины ($|\Delta x_1| - |\Delta x_2|$) оказалась больше ожидаемого значения этой разности.

При регистрации диаграммы направленности измерялось лишь относительное значение коэффициента усиления. Оказалось, что как и следует из (1 а), для мощности пучка накачки около 7 Мвт при увеличении угла θ (рис. 1) , до $2^\circ 30'$ значение коэффициента усиления уменьшалось не более чем в 1,5 раза, хотя длина статического взаимодействия L_c уменьшалась при этом в 5 раз.

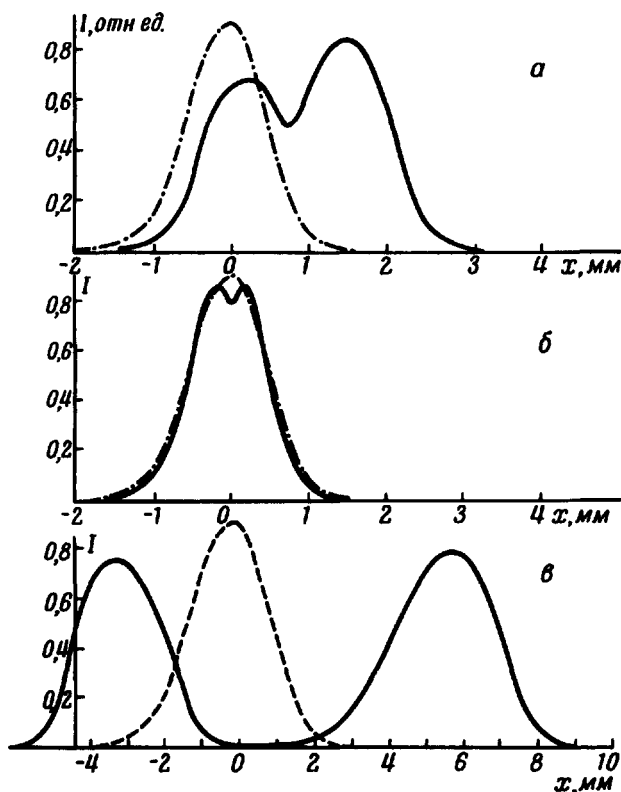


Рис. 2. Распределение интенсивности преобразованных волн на выходном торце кристалла при $P < P_0$ (а); при $P > P_0$ (б) и на расстоянии 10 см от выходного торца кристалла при $P > P_0$ (в). Пунктиром показано распределение интенсивности излучения накачки

Наиболее четко пространственный захват усиливаемых волн проявлялся при наблюдении изменения распределения интенсивности преобразованной волны на выходе из кристалла с увеличением мощности накачки (рис. 2). В соответствии с расчетом процесса преобразования при малой мощности накачки ($P < P_0$; рис. 1) на выходном торце наб-

людались два пятна с радиусами, равными примерно радиусу пучка накачки, разнесенные на величину

$$b \approx \left[d - \frac{a_H}{2} - \frac{\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2}{\Delta\beta_1 \Delta\beta_2} \right] (\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)$$

(рис. 2, а). При превышении порога захвата примерно на порядок, пятна сближались, а их радиус уменьшался (рис. 2, б). Экспериментальное значение радиусов пятен $\rho_o^{\text{э}}$ и расстояния между ними $\sigma_o^{\text{э}}$, как видно из таблицы, близки к значениям ρ_o и σ_o , полученным из теоретического рассмотрения. По выходе из кристалла пучки быстро расходятся (рис. 2, в).

$\Delta\beta_1, \text{рад}$	$\Delta\beta_2, \text{рад}$	$\gamma_o, \text{см}^{-1}$	$\sigma_{\text{II}}, \text{мм}$	$\rho_o, \text{мм}$	$\rho_o^{\text{э}}, \text{мм}$	$\sigma_o, \text{мм}$	$\sigma_o^{\text{э}}, \text{мм}$
0,021	0,041	1,4	0,6	0,37	0,42	0,21	0,21
0,021	0,041	1,2	0,6	0,39	0,45	0,24	0,25
0,048	0,080	1,4	0,6	0,49	0,50	0,41	0,43

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А.М.Киселеву за помощь в эксперименте, а М.М.Сушику и В.М.Фортусу за полезные обсуждения.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
10 января 1972 г.

Литература

- [1] М.М.Сушик, В.М.Фортус, Г.И. Фрейдман. Изв. высш. уч. зав. сер. Радиофизика, XII ,93, 1969.
- [2] М.М.Сушик, Г.И.Фрейдман . Изв. высш. уч. зав. сер., Радиофизика, XIII , 1354, 1970.
- [3] М.М.Сушик, В.М.Фортус, Г.И.Фрейдман. Изв. высш. уч. зав. сер. Радиофизика, XIII , 252, 1970.
- [4] Г.И.Фрейдман. Труды I Вавиловской конференции по нелинейной оптике, НГУ, Новосибирск , 1969.
- [5] Г.И.Фрейдман. ЖЭТФ, 58, 1959, 1970.
- [6] М.М.Сушик, В.М.Фортус, Г.И.Фрейдман. Изв. высш. уч. зав. сер., Радиофизика. XIII , 631, 1970.
- [7] А.П.Сухоруков, А.К.Щеднова. ЖЭТФ, 60, 1251, 1971.
- [8] А.С.Ахманов, А.П.Сухоруков. Доклад на II Вавиловской конференции, Новосибирск, 1971. †