

О КОЭФФИЦИЕНТАХ УСИЛЕНИЯ ВРМБ В КРИСТАЛЛАХ

В. С. Горелик, Т. М. Махвиладзе

УДК 535.375

На основе данных по фотоупругости проведены оценки коэффициентов усиления вынужденного рассеяния Манделштама — Бриллюэна (ВРМБ) в кристаллах. Указаны кристаллы с высокими значениями коэффициентов усиления, перспективные для приложений.

К настоящему времени ВРМБ исследовано только в тех кристаллах (кварц, сапфир), в которых этот вид рассеяния наблюдался впервые /1,2/. Между тем, такие исследования становятся важными в связи с развитием различных приложений ВРМБ (обращение волнового фронта, генерация гиперзвука и др.). Поэтому приобретают интерес оценки коэффициентов усиления ВРМБ в кристаллах. Следует отметить отсутствие в литературе систематических данных по оценкам коэффициентов усиления (или, что по существу то же самое, пороговых интенсивностей ВРМБ); это затрудняет оценку перспектив возбуждения ВРМБ в кристаллах. В данной работе были проведены оценки коэффициентов усиления ВРМБ для нескольких десятков кристаллов, которые основываются на экспериментальных данных по фотоупругости /3/.

В качестве основной величины, характеризующей возможности возбуждения ВРМБ в данном кристалле, была взята величина стационарного коэффициента усиления  $g_s$ , измеряемая в см/МВт ( $g_s I_1 L$  — полное усиление на активной длине  $L$  при интенсивности накачки, равной  $I_1$  (МВт/см<sup>2</sup>)). Величина  $g_s$  оценивалась по формуле, справедливой в условиях стационарного режима ВРМБ и относящейся к случаю возбуждения ВРМБ плоской волной накачки:

$$g_s = 4\pi\chi^{(2)}(\lambda_s \lambda_1 \eta_1 \epsilon_0 c)^{-1}, \quad (I)$$

где  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\eta_1, \eta_2$  — длины волн и показатели преломления для волн накачки и стоксовой компоненты, соответственно;  $c$  — скорость света;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\chi''$  — мнимая часть Бриллюэновской восприимчивости;  $I_1 = \eta_1 \epsilon_0 c |E_1|^2 / 2$ ,  $E_1$  — амплитуда волны накачки. В условиях точного резонанса, когда частота акустического фюна  $\omega_k$  равна разности частот волн накачки и стоксовой компоненты  $\omega_1 - \omega_2$ ,

$$\chi'' = N_V C_b k^2 a^2 (8\pi \epsilon_0 \Delta\omega_L \omega_V)^{-1}, \quad (2)$$

где  $N_V$  — плотность элементарных ячеек,  $a$  — период решетки,  $M$  — масса атомов решетки,  $\Delta\omega_L = \Gamma_a v_a$  — ширина акустической линии ( $v_a$  — скорость звука,  $\Gamma_a$  — постоянная акустического затухания),  $k = \omega_k / v_a$  — волновое число фюна. Полиризуемость в  $m$ -ом узле решетки:  $\alpha_m = C_b (q_{m+1} - q_m)$ , где

$$C_b = \sum_l \left( \frac{\partial x}{\partial (q_{l+1} - q_l)} \right)_0 \exp(-ikla),$$

$l$  — номер узла,  $q_l$  — смещение атома в  $l$ -ом узле.

Приведем связь величины  $C_b$  с фютоупругим коэффициентом для следующей геометрии эксперимента: продольная акустическая волна распространяется вдоль оси  $x$  кристалла, волны накачки и стоксовой компоненты распространяются вдоль оси  $x$  и поляризованы в одном направлении (вдоль оси  $y$ ). Тогда

$$C_b = -x_{yy}^2 \rho_{уууу} \epsilon_0 (N_V a)^{-1}, \quad (3)$$

где  $x_{yy}$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $\rho_{уууу}$  — фютоупругий коэффициент. Подстановка (3) в (2) дает:

$$\chi'' = \frac{x_{yy}^4 \epsilon_0 k^2 \rho_{уууу}^2}{8\rho_m (\Delta\omega_L) \omega_V}, \quad (4)$$

где  $\rho_m = N_V M$  — плотность кристалла.

Значения  $\epsilon_3$ , вычисленные по формулам (1), (4) согласно данным /3/, представлены в табл. I.

Таблица I.

	$\chi \cdot 10^{21}$ , ед. МКС	$\epsilon_s \cdot 10^3$ , см/МВт	$\gamma_{I_1}^t$ , ГВт/см <sup>2</sup>
$\alpha$ -кварц	0,5	0,15	6,5
TlBr	8,0	1,0	1,0
Hg <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	8,2	1,5	0,69
TeO <sub>2</sub>	78,5	10,6	0,094
$\alpha$ -HIO <sub>3</sub>	118,2	22,2	0,045
KRS-5	555,6	58,8	0,017
TlCl	548,8	76,9	0,013

Оценки проводились для случая возбуждения среды рубиновым лазером с  $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$ . При расчетах использовались данные, относящиеся к температуре 300 К. Частотное смещение  $\omega_1 - \omega_s = 2\omega_1 \eta_1 v_a / c$  (рассеяние на  $180^\circ$ ). В тех случаях, когда экспериментальные значения  $v_a$  отсутствовали, для оценок использовалось соотношение  $v_a = (C/\rho_m)^{1/2}$ , где  $C$  — коэффициент жесткости. В правом столбце таблицы для наглядности приведены значения пороговых интенсивностей, определяемые из условия  $\epsilon_s I_1^t = 1 \text{ см}^{-1}$ . В таблице приведены оценки только для тех кристаллов, у которых коэффициенты усиления оказались заметно выше коэффициента усиления для  $\alpha$ -кварца — традиционного объекта при исследовании ВРМБ (для сравнения в таблице указаны значения соответствующих величин для  $\alpha$ -кварца).

Сравнительно высокие значения коэффициентов усиления у приведенных в таблице кристаллов связаны с относительно низкими скоростями звука и большими значениями фотоакустических коэффициентов.

Следует отметить, что поскольку  $\chi \sim v_a^{-3}$ , коэффициенты усиления ВРМБ должны повышаться вблизи точек ферроэластических фазовых переходов, сопровождающихся аномальным уменьшением скорости звука.

Таким образом, в ряде кристаллов коэффициенты усиления ВРМБ

оказываются заметно выше, чем в  $\alpha$ -кварце и сапфире. Поэтому кристаллы, указанные в таблице, могут оказаться перспективными для приложений, в частности, для использования в качестве активных сред в системах обращения волнового фронта.

Авторы благодарны М. М. Сушинскому и В. И. Ковалеву за обсуждения.

Поступила в редакцию  
27 октября 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. Y. Chiao, C. H. Townes, V. P. Stoicheff, Phys. Rev. Lett., 12, 592 (1964).
2. И. Л. Фабелинский, УФН, 98, 441 (1969).
3. Акустические кристаллы, под ред. М. П. Шаскольской. "Наука", М., 1982 г.