

ДИСПЕРСИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА TeO_2 В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

*Л. М. Беллев, А. Б. Гильварг, Л. М. Дорожкин,
В. А. Кизель, В. М. Ковальчук, С. П. Смирнов*

Методом регистрации второй гармоники (ВГ) света, в спектральном интервале 0,35 - 0,53 мк измерена дисперсия нелинейной восприимчивости TeO_2 , в котором согласно соотношению Клейнмана [1] генерация ВГ запрещена.

Соотношение Клейнмана возникает при анализе свойств симметрии тензора нелинейной восприимчивости d_{ijk} , ответственного за генерацию ВГ в кристаллах. В общем случае, без учета симметрии кристалла d_{ijk} обладает симметрией относительно перестановки только двух индексов: $d_{ijk} = d_{ikj}$. Клейнман предположил, что вдали от полос поглощения кристалла, когда дисперсией нелинейной восприимчивости можно пренебречь, d_{ijk} симметричен относительно перестановки трех индексов: $d_{ijk} = d_{kij} = d_{jki} = \dots$. Это соотношение симметрии Клейнмана уменьшает число независимых элементов d_{ijk} и обращает в нуль некоторые его элементы. Экспериментальная проверка показала, что соотношение симметрии Клейнмана хорошо выполняется. Однако, в последнее время сообщалось о небольших нарушениях этого соотношения в кристаллах иодата лития [2,3] и нитрита бария [3].

Кристаллы TeO_2 относятся к нецентросимметричному классу 422 [4]. Согласно концепции Клейнмана в кристаллах этого класса генерация ВГ запрещена. Однако, недавно было открыто, что TeO_2 может эф-

эффективно удваивать частоту оптического излучения на длине волны $\lambda = 1,064 \text{ мк}$ [5, 6]. Следовательно, соотношение Клеймана не применимо к TeO_2 . Мы предполагаем, что это связано с сильной частотной дисперсией нелинейной восприимчивости этого кристалла, которой нельзя пренебрегать, как это делается при выводе соотношения Клеймана.

Для проверки этой гипотезы мы измерили дисперсию единственного независимого элемента d_{123} тензора нелинейной восприимчивости, который ответственен за генерацию ВГ в кристаллах класса 422 (учет соотношения Клеймана дает $d_{123} = 0$). ВГ возбуждалась рубиновым и неодимовым лазерами, а также первой и второй стоксовыми компонентами ВКР в жидком азоте.

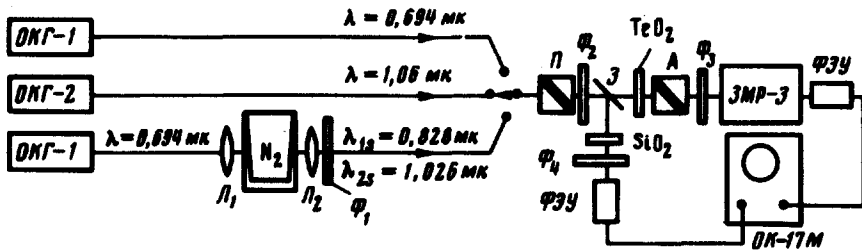


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ОКГ-1, ОКГ-2 – рубиновый и неодимовый лазеры, соответственно, N_2 – дюрал с жидким азотом, L_1, L_2 – линзы для возбуждения ВКР, P – поляризатор, A – анализатор, Φ_1 – фильтр КС-19, Φ_2 – фильтр КС-13, Φ_3, Φ_4 – фильтры для выделения ВГ, Z – полупрозрачное зеркало, ЗМР-3 – кварцевый монохроматор

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для повышения точности относительных измерений интенсивности ВГ применялась двухканальная схема регистрации. В основном канале ВГ возбуждалась в TeO_2 или в кварце (эталонный кристалл), отделялась от основной частоты фильтром и монохроматором, регистрировалась ФЭУ-39 и наблюдалась на импульсном осциллографе ОК-17М. В опорном канале гармоника возбуждалась в кварце, регистрировалась ФЭУ и сигнал поступал на второй канал осциллографа.

Компонента $d_{123}(\text{TeO}_2)$ измерялась относительно d_{111} (кварц) = $1,2 \cdot 10^{-9}$ ед. CGSE [7], которая полагалась постоянной в исследуемом диапазоне частот. Измерения проводились при комнатной температуре, в стороне от направлений синхронизма, на клиновидных образцах TeO_2 , по методике, описанной в [8]. Интенсивность ВГ, регистрируемая ФЭУ, в этом случае пропорциональна

$$I_{2\omega} \propto \left[\frac{d_{123}^2 I_{\omega}}{(n_{\omega} + 1)^2 (n_{2\omega} + 1)} \right]^2,$$

где I_{ω} – интенсивность возбуждающего излучения, d – компонента нелинейного тензора, l_K – длина когерентности, $n_{\omega}, n_{2\omega}$ – показатели преломления на основной частоте и частоте ВГ, соответственно.

Кристалл TeO_2 был ориентирован на рентген-гонометре типа УРС-25 относительно кристаллографических осей x, y, z (z – оптическая ось) с точностью не хуже $0,5$ град и вырезан перпендикулярно направлению $[011]$. Основное излучение падало нормально к поверхности кристалла. Вектор электрического поля E составлял угол 45 град с осями y, z . При этом вектор нелинейной поляризации направлен по оси x и равен $P_{\text{нл}} = d_{123} E^2$.

Нелинейные оптические свойства TeO_2

$\lambda, \text{Å}$	$d_{123},$ 10^{-9} ед. CGSE	$\ell_K, \text{мк}$	$\delta_{123},$ 10^{-8} ед. CGSE
10600	1,7	8,4	5,5
10260	1,6	6,9	5,4
8280	3,7	1,7	7,0
6943	4,7	0,61	6,9

Результаты эксперимента представлены в таблице. Когерентная длина ℓ_K и миллеровский коэффициент δ_{123} были рассчитаны на основании данных по дисперсии показателей преломления TeO_2 [9].

На рис. 2 измеренные значения d_{123} сравниваются с теоретической кривой, вычисленной по формуле: $d_{123} = \delta_{123}(n_{2\omega}^2 - 1)(n_{\omega}^2 - 1)^2/(4\pi)^3$, в предположении независимости δ_{123} от длины света. Наблюдаемые расхождения теории и эксперимента показывают, что δ -коэффициент TeO_2 обладает частотной дисперсией.

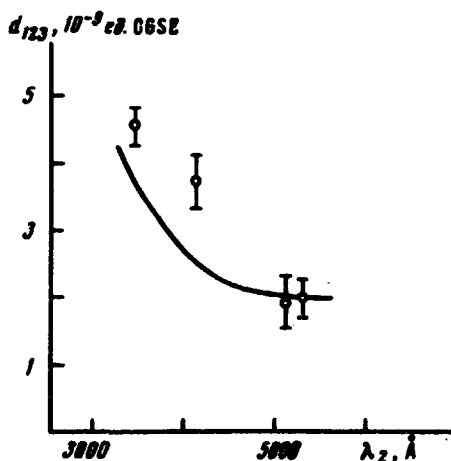


Рис. 2. Зависимость нелинейной восприимчивости TeO_2 от длины волны второй гармоники

Полученные результаты демонстрируют весьма значительное нарушение соотношения Клеймана в TeO_2 , в особенности в коротковолновой области спектра, где нелинейный коэффициент TeO_2 значительно больше, чем, например, в KDP. Вместе с тем, как показали наши из-

мерения, наличие сильной частотной дисперсии нелинейной восприимчивости TeO_2 ставит под сомнение правомерность применения соотношения Клеймана к этому кристаллу.

Московский
физико-технический институт
Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1973 г.

Литература

- [1] D. A. Kleinman. *Phys. Rev.*, **126**, 1977, 1962.
 - [2] M. Okada. S. Jeiri. *Phys. Lett.*, **34A**, 63, 1971.
 - [3] В.М.Ковальчук. Тезисы докладов на VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике, Минск 1972.
 - [4] J. Leciejewicz. *Z. Kristal.*, **116**, 345, 1961.
 - [5] S. Singh, W. A. Bonner, L. G. Van Uitert. *Phys. Lett.*, **38A**, 407, 1972.
 - [6] D. S. Chemla, J. Jerphagnon. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 222, 1972.
 - [7] R. Bechman, S. K. Kurtz. *Landolt-Bornstein. Numerical Data and Functional Relationships. Group 3, v.2.* Springer, Berlin, 1969.
 - [8] A. Savage. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1496, 1965.
 - [9] N. Uchida. *Phys. Rev.*, **B4**, 3736, 1971.
-