

МЕТОД НАКЛОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ

В. С. Горелик, В. Б. Дивак, М. М. Сушинский

УДК 535.361

Предложена новая методика наблюдения комбинационного рассеяния на поляритонах, позволяющая получить выигрыш в угловом масштабе поляритонных частот. Проведен анализ спектров для кристаллов фосфида галлия.

В настоящее время известны различные методы наблюдения спектров комбинационного рассеяния (КР) на поляритонах (см., например, обзор /1/). В этих методах кристалл располагается или нормально к возбуждающему излучению, или нормально к направлению распространения рассеянного света, когда потери на отражение для возбуждающего и рассеянного света минимальны. Однако при этом удается наблюдать рассеяние света на поляритонах только в малом диапазоне углов φ вне кристалла ($0-10^\circ$).

В данной работе для получения спектров КР на поляритонах предлагается использовать такую геометрию рассеяния, при которой направления и возбуждающего и рассеянного света не совпадают с нормалью к поверхности кристалла (метод наклонных пучков).

Обсудим особенности этого метода на примере двухатомных кристаллов. В соответствии с известными результатами /2/ дисперсионное соотношение, определяющее зависимость частоты поляритонов от волнового вектора для двухатомных кристаллов, записывается следующим образом:

$$\Omega^2 = c^2 k^2 / \epsilon_\infty \left(\frac{\Omega_{LO}^2 - \Omega^2}{\Omega_{TO}^2 - \Omega^2} \right). \quad (I)$$

При этом частотно-угловой спектр КР на поляритонах определяется законами сохранения энергии и квазиимпульса. Для стоксова рассеяния имеем

$$\begin{cases} \omega_0 = \omega_s + \Omega \\ \vec{k}_0 = \vec{k}_s + \vec{k}, \end{cases} \quad (2)$$

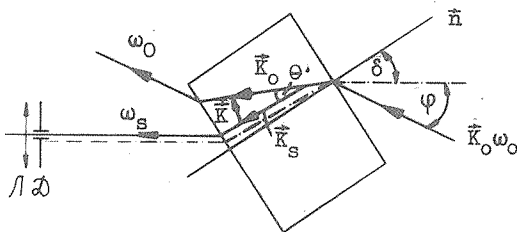
где \vec{k}_0 , \vec{k}_s , \vec{k} , ω_0 , ω_s и Ω — волновые вектора и частоты возбуждающего, рассеянного излучений и поляритона соответственно. Из законов сохранения следует

$$k^2 = k_0^2 + k_s^2 - 2k_0k_s \cos\theta, \quad (3)$$

где θ — угол между волновыми векторами возбуждающего \vec{k}_0 и рассеянного \vec{k}_s света внутри кристалла. Для предлагаемого метода наблюдения КР на поляритонах угол θ определяется, как видно из закона преломления света (см. рис. 1), следующим соотношением:

$$\theta = \arcsin \frac{\sin(\delta + \varphi)}{n_0} - \arcsin \frac{\sin\delta}{n'}, \quad (4)$$

где δ — угол между направлением нормали к кристаллу, \vec{n} и направлением на щель спектрометра, φ — угол между направлением падения возбуждающего излучения на кристалл и направлением на щель спектрометра, n_0 и n' — показатели преломления на частоте падающего и рассеянного света. Таким образом, $\theta = f(\delta, \varphi)$.



Р и с. 1. Ход лучей в кристалле при больших углах падения возбуждающего излучения, \vec{k}_0 , \vec{k}_s и \vec{k} — волновые вектора падающего и рассеянного света и поляритона соответственно; Д — диафрагма, Л — линза

Для характеристики поляритонных спектров, полученных при разных методах наблюдения, удобно ввести величину $M = (d\nu/d\varphi)^{-1}$, которую назовем угловым масштабом поляритонных частот. Величина M характеризует интервал углов $d\varphi$, приходящийся на единичный частотный интервал поляритонов. Учитывая зависимость ν от θ , можно записать:

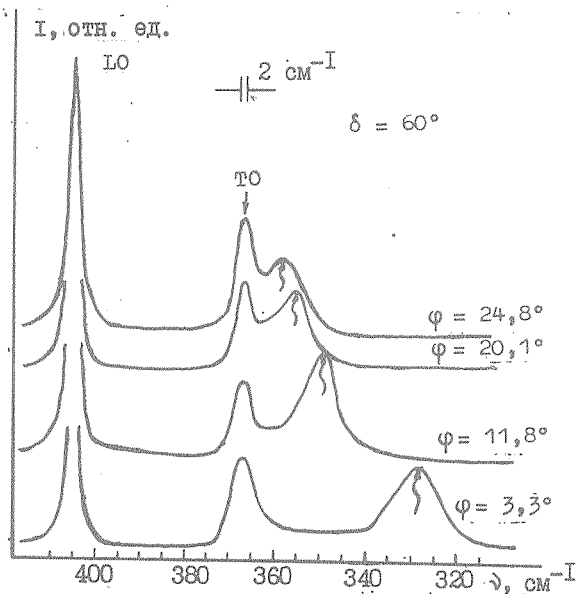
$$\frac{d\nu}{d\varphi} = \frac{d\nu}{d\theta} \frac{d\theta}{d\varphi} = M^{-1}, \quad (5)$$

где $d\nu/d\theta = f(\theta)$ определяется дисперсионным соотношением (1) и законом сохранения квазиимпульса (3) и не зависит от геометрии рассеяния. Величина $d\theta/d\varphi = z^{-1}$ характеризует взаимосвязь углов падающего и рассеянного света вне и внутри кристалла. Из соотношения (4) можно получить

$$\frac{d\theta}{d\varphi} = z^{-1} = \frac{\cos(\delta + \varphi)}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2(\delta + \varphi)}} \quad \text{для } \delta = \text{const}. \quad (6)$$

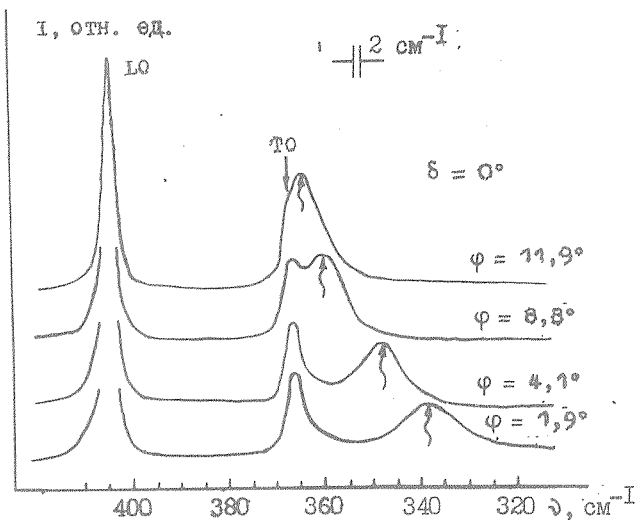
Так как при $\delta = 0^\circ$ (обычно используемый метод наблюдения КР на поляритонах) поляритонный характер рассеяния проявляется только в диапазоне углов $\varphi = 0 \div 10^\circ$, то величины z , а следовательно и M , малы. В случае больших δ величины z и M существенно увеличиваются, что дает большой выигрыш в угловом масштабе поляритонных частот.

Для исследования спектров КР на поляритонах в данной работе использовалась линия 5782 \AA лазера на парах меди со средней мощностью 2 Вт. В качестве объекта исследования был выбран кристалл фосфида галлия, ранее исследовавшийся в работах [3, 4]. Этот кристалл представлял собой пластину размерами $40 \times 30 \times 5 \text{ мм}^3$ с ориентацией поверхности [111]. Измерения проводились при комнатной температуре на спектрометре ДФС-12. Для фокусировки лазерного луча применялась линза с фокусным расстоянием 70 см. Рассеянное излучение собиралось линзой с фокусным расстоянием 11 см. Перед линзой, собирающей рассеянное излучение, ставилась диафрагма, позволяющая собирать рассеянное излучение в диапазоне углов $d\varphi = 0,5^\circ$. В данной работе были получены спектры КР на поляритонах при различных углах δ (см. рис. 1).



Р и с. 2. Спектры КР на поляритонах при наклонном падении ($\delta = 60^\circ$) возбуждающего излучения на кристалл для различных φ . Волнистой стрелкой показан максимум частоты рассеянного света на поляритоне

На рис. 2 приведены соответствующие спектрограммы для $\delta = 60^\circ$. При такой геометрии в спектре КР присутствуют максимумы, соответствующие продольному оптическому фону (LO) и поляритону (волнистая стрелка на рис. 2). Кроме того, на этих спектрограммах имеется максимум, соответствующий ТО-фону. Появление этого максимума обусловлено отражением возбуждающего излучения от задней грани кристалла и возникновением при этом 180° -рассеяния. Как видно из этого рисунка, поляритонный характер рассеяния при такой геометрии проявляется уже в области углов $\varphi = 24,8^\circ$. Далее, с уменьшением угла φ происходит уменьшение частоты поляритона в соответствии с законом дисперсии (I). Для сравнения, на рис. 3 приведены спектрограммы, полученные для $\delta = 0^\circ$. Как видно из этого рисунка, поляритонный характер рассеяния проявляется в более узком интервале углов φ вне



Р и с. 3. Спектры КР на поляритонах при малых углах падения возбуждающего излучения на кристаллы ($\delta = 0^\circ$)

кристалла. Приведенные на рис. 2 и 3 спектрограммы наглядно характеризуют преимущества данного метода наблюдения КР на поляритонах. В табл. I приведены значения углов φ и θ вне

Таблица I

φ	θ	δ	$\nu, \text{см}^{-1}$	α
$11,9^\circ$	$3,64^\circ$	0°	362	3,315
$8,8^\circ$	$2,70^\circ$	0°	358	3,285
$4,1^\circ$	$1,26^\circ$	0°	347	3,258
$1,9^\circ$	$0,58^\circ$	0°	338	3,252
$24,8^\circ$	$2,43^\circ$	60°	357	34,134
$20,1^\circ$	$2,24^\circ$	60°	356	18,014
$11,8^\circ$	$1,59^\circ$	60°	349	9,950
$3,3^\circ$	$0,34^\circ$	60°	329	6,955

и внутри кристалла, а также значения частот ν и величин α для $\delta = 60^\circ$ и $\delta = 0^\circ$.

Из таблицы видно, что величина α (а, следовательно, и M) существенно увеличивается при $(\delta + \varphi)$ близких к 90° , т.е. при скользящем падении возбуждающего излучения.

Таким образом, предлагаемый метод наклонных пучков для наблюдения КР на поляритонах дает выигрыш в угловом масштабе поляритонных частот. Работа в более широком угловом диапазоне позволяет более детально изучать КР на поляритонах, и в частности, исследовать эффекты поляритонного резонанса Ферми. Кроме того, предлагаемый метод позволяет плавно изменять частоту рассеянного света путем вращения кристалла. Такой эффект может найти применение при создании практических схем плавной перестройки частоты на основе вынужденного комбинационного рассеяния.

Поступила в редакцию
20 октября 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. Н. Поливанов, УФН, 126, 185 (1978).
2. М. Борн, Х. Куань. Динамическая теория кристаллических решеток, М., ИЛ, 1958 г., с. 488.
3. С. Н. Henry, J. J. Hopfield, Phys. Rev. Lett., 15, 964 (1965).
4. S. Ushioda, J. D. McMullen, Sol. State Comm., 11, 299 (1972).