

О ПРИРОДЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА
ПРИ АКУСТОЭЛЕКТРОННОМ УСИЛЕНИИ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

*Т.С. Величкина, А.В. Гуревич, А.М. Дьяконов,
В.В. Александров, И.А. Яковлев.*

Выполнены опыты по наблюдению новой линии и сплошного фона в спектре света, рассеянного кристаллами ZnO и CdS, помещенными в постоянное электрическое поле, и дано теоретическое описание наблюдавшегося явления.

В¹ сообщалось, что в спектре света, рассеянного в пьезополупроводниковом кристалле ZnO, помещенном в постоянное электрическое поле, превышающее критическое значение¹⁾, наблюдаются дополнительные спектральные линии (ДЛ), расположенные между несмещенной линией и той компонентой Мандельштама – Бриллюэна (КМБ), которая возрастает по интенсивности при увеличении напряженности электрического поля.

В настоящей работе проведены дальнейшие экспериментальные исследования и теоретический анализ, позволившие установить природу этих линий. Эксперименты проводились с кристаллами как ZnO, так и CdS. В спектрах света, рассеянного кристаллами CdS, также наблюдались дополнительные линии. Помимо этих линий в спектре света, рассеянного как в кристалле ZnO, так и CdS наблюдался сплошной неоднородный фон, простирающийся от усиленной в электрическом поле КМБ до несмещенной линии.

В качестве примера на рис. 1, а представлена запись спектра молекулярного рассеяния света в кристалле CdS, а на рис. 1, б запись спектра рассеянного света в том же кристалле, когда к нему приложено электрическое поле. Видно, что дополнительная линия по своей интенсивности может превосходить основную КМБ.

¹⁾ Критическим E_c называется такое поле, при котором скорость дрейфа электронов равна скорости звука v .

Появление сплошного фона и дополнительных линий находит себе естественное объяснение. В пьезоэлектрических полупроводниках, помещенных в постоянное электрическое поле, в определенной полосе частот значительно усиливаются пьезоактивные упругие, тепловые волны¹. На них и происходит наблюдаемое нами рассеяние света. В тех опытах, в которых наблюдалась дополнительные спектральные линии и сплошной фон, частота тепловой упругой волны, обуславливающей КМБ, сильно отличалась от частоты максимального усиления звука². Волновые векторы падающего и рассеянного на этой упругой волне света удовлетворяют условию Брэгга. Все остальные упругие волны при выбранном направлении наблюдения рассеянного света этому условию не удовлетворяют. Однако амплитуды этих волн (в некотором интервале частот) могут значительно превышать амплитуду волны, ответственной за КМБ. Поэтому дифракция света на них может дать существенный вклад в интенсивность изучаемой области спектра.

Учет такого вклада можно сделать, подсчитав интенсивность света I , дифрагировавшего по избранному направлению наблюдения на звуковой волне произвольной частоты ν . Интенсивность $I(\nu)$, отнесенная к интенсивности КМБ $I_1(\nu_1)$, может быть представлена в виде

$$\frac{I(\nu)}{I_1(\nu_1)} = F(\Delta k \cdot R) \exp \{x[\gamma(\nu, E) - \gamma_1(\nu_1, E)]\}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta k = |k - k_1|$, причем $\nu_1, k_1 (\nu_1)$ — частота, волновое число и коэффициент усиления той звуковой волны, для которой удовлетворяется условие Брэгга, а $\nu, k(\nu), \gamma(\nu)$ — те же величины для волны рассматриваемой частоты ν . Далее, x — координата точки рассеивающего объема в кристалле, отсчитанная от катода в направлении приложенного электрического поля, R — радиус лазерного пучка. Функция $F(y)$, где $y = \Delta k R$, описывает рассеяние света на звуковых волнах с произвольными частотами. При $y < 1$ всегда

$$F = 1 - Cy^2, \quad (2)$$

где $C \sim 1$. Отсюда видно, что рассеяние достигает максимального значения при $y = 0$, т.е. при $k = k_1$, когда выполнено условие Брэгга. Полуширина линии, как следует из (2):

$$\Delta k / k \approx (k_1 R)^{-1/2}.$$

В наших опытах свет фокусировался линзой внутрь кристалла. Радиус лазерного пучка K в каустике линзы в воздухе не превышал величины $5 \cdot 10^{-3}$ см.³. Спектры Мандельштама — Бриллюэна были зарегистрированы при различных углах рассеяния, начиная от 2 до 7°. При этом условие Брэгга выполнялось для звуковых волн с волновыми векторами k_1 , имевшими соответственно значения $(0,6 \div 2) \cdot 10^4$ см⁻¹. Спад функции $F(y)$ при больших значениях y , т.е. при $|\Delta k| >> 1/R$ существенно зависит от характера распределения интенсивности по профилю лазерного пучка $W(r)$, где r — расстояние от оси пучка. Так, если $W(r)$ имеет вид ступеньки, то $F(y) \sim 1/y^3$, при параболическом профиле интенсивности [$W(r) \cong 1 - r^2/R^2$] функция $F(y) \sim 1/y^4$, а в случае гауссовского пучка [$W(r) = \exp(-r^2/R^2)$], $F(y) \sim \exp(-y^2)$.

Множитель перед экспонентой в формуле (1) описывает отношение интенсивностей рассеяния лазерного пучка на синусоидальных упругих волнах с волновыми векторами k и k_1 в выбранном направлении, а экспонента учитывает различие амплитуд этих волн, лежащих внутри полосы усиления звука. Эта экспонента и приводит к деформации линии и появлению фона — рассеяние усиливается в сторону тех частот ν , для которых $\gamma(\nu) > \gamma_1(\nu_1)$. В противоположную сторону, напротив, резко обрывается. Это ясно видно на рис. 1, б. При достаточно больших значениях x и достаточно большой величине разности $\gamma(\nu) - \gamma_1(\nu_1)$ (в приведенном на рис. 1, б примере экспоненциальный множитель был порядка $2 \cdot 10^5$) увеличение рассеяния из-за роста амплитуды упругой волны может превысить падение $F(y)$. В этом случае и появляется дополнительная линия. Ее частота близка к частоте ν_m , на которой коэффициент усиления звука

²⁾ Вопрос о ширине и форме КМБ обсуждается в ³.

³⁾ По-видимому в кристалле этот размер еще меньше.

максимальен $\gamma(\nu_m) = \gamma_{max}$. Более точно, ДЛ должна быть несколько смещена относительно частоты ν_m в сторону КМБ. Смещение тем больше, чем резче падение функции $F(y)$ в области ДЛ. Для проверки правильности изложенного объяснения появления фона и отдельных дополнительных линий были выполнены также следующие эксперименты. В кристалле CdS увеличением электропроводности и уменьшением угла рассеяния света было достигнуто совмещение частоты КМБ с частотой максимума полосы усиления звука. При этом в спектре рассеянного света фон и дополнительные линии исчезли (рис. 2, б). При дальнейшем уменьшении угла рассеяния и тем самым уменьшении частоты КМБ фон оказался расположенным в высокочастотной по отношению к КМБ области спектра, как это и вытекает из теории. Относительная интенсивность дополнительной линии нарастала как с увеличением координаты рассеивающего объема x , так и с увеличением напряженности электрического поля E в полном соответствии с формулой (1).

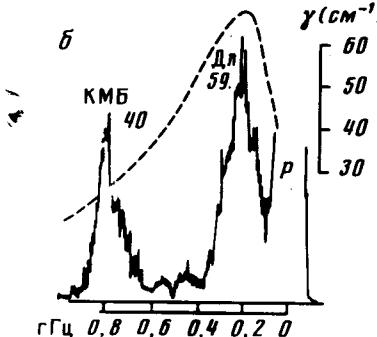
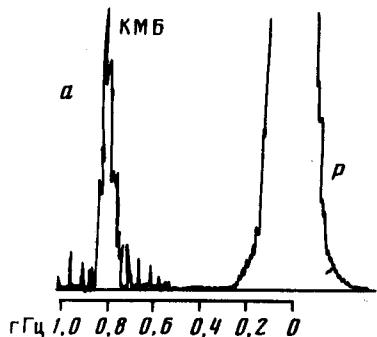


Рис. 1

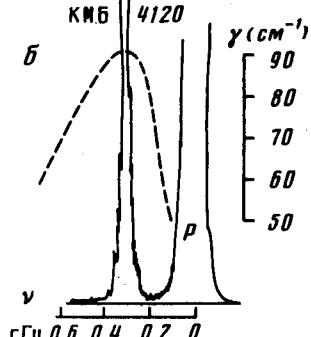
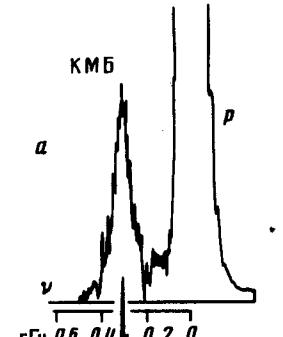


Рис. 2

Рис. 1. а – Спектр света, рассеянного кристаллом CdS; КМБ – компонента спектра, обусловленная рассеянием на тепловой поперечной пьезоактивной волне, Р – рэлеевская линия; б – то же, что на рис. а, но к кристаллу приложено электрическое поле $E : E/E_c = 1,5$; $x = 2,4$ мм, электропроводность $\sigma = 2,2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Интенсивности КМБ и ДЛ указаны на рисунке относительно интенсивности тепловой КМБ. Пунктиром показана зависимость коэффициента усиления звука от частоты в кристалле CdS, вычисленная по формуле (17) ² при подвижности электронов $\mu = 200 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$

Рис. 2. а, б – то же, что на рис. 1 а, б, но при меньшем угле рассеяния и поле $E/E_c = 1,6$

На основании выполненных наблюдений следует сделать вывод, что распределение интенсивности в лазерном пучке существенно оказывается на результатах опытов по дифракции Брэгга на дебаевских волнах. Поэтому без спектрального разложения света, вообще говоря, нельзя делать заключение о форме и величине полосы усиления звука, поскольку дополнительные спектральные линии по интенсивности могут быть сравнимы с интенсивностью КМБ.

При уменьшении ширины сфокусированного лазерного пучка влияние рассмотренных здесь эффектов будет усиливаться.

В заключение благодарим И.Л.Фабелинского за полезное обсуждение работы.

Литература

1. Величко Т.С., Дьяконов А.М., Васильева О.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 481.
2. White D.L. J. Appl. Phys. 1962, 33, 2547.
3. Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л., Рзаев Э.А. ФТГ, 1983, 25, 2386.

Физический институт им. П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Московский
государственный университет им. М.В.Ломоносова

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

17 июня 1985 г.