

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ГИПЕРЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. В. Леманов, О. В. Шакин

Рассеяние света на упругих волнах в кристаллах является тонким инструментом исследования характеристик распространения упругих волн. В связи с этим представляет интерес изучение особенностей самого явления рассеяния, которые могут иметь место в оптически анизотропных кристаллах, когда в процессе рассеяния происходит поворот плоскости поляризации света. Указанные особенности хорошо известны для случая рассеяния света на тепловых фонах (см. работу [1] и приведенные в ней ссылки). При рассеянии (дифракции) света на когерентных упругих волнах с меньшей частотой и со строго заданными направ-

лением распространения и поляризацией эти особенности проявляются более отчетливо и своеобразно. Рассеяние света на когерентных упругих волнах в одноосных кристаллах впервые рассматривалось в [2], где был изучен только один случай, когда плоскость рассеяния совпадала с плоскостью xy (z – оптическая ось). На примере кристаллов кварца было показано, что если рассеяние света сопровождается поворотом плоскости поляризации, то геометрия рассеяния отличается от нормальной, так называемой брэгговской геометрии тем, что углы падения и дифракции света не равны и что возможно коллинеарное взаимодействие, когда волновые векторы упругих волн и падающего и рассеянного света параллельны.

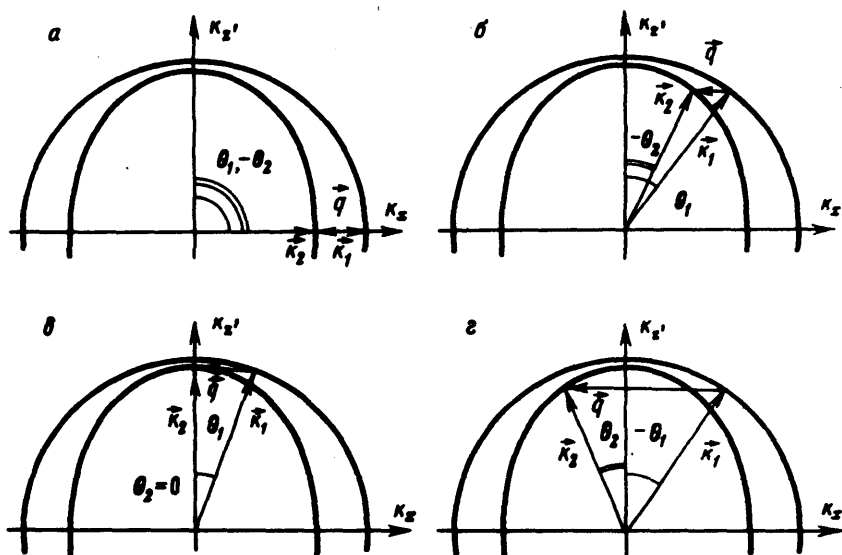


Рис. 1. Сечения поверхности волновых векторов плоскостью рассеяния и векторные треугольники рассеяния. Волновой вектор упругих волн параллелен оси x (из соображений наглядности различия между k_1 и k_2 сильно преувеличены)

В настоящей работе рассматривается более общий случай, когда плоскость рассеяния составляет произвольный угол с оптической осью. При этом оптическая анизотропия кристалла приводит к таким интересным эффектам как появление при данной частоте упругих волн двух возможных углов падения и соответственно двух углов дифракции.

Для рассмотрения особенностей рассеяния света в оптически анизотропном кристалле удобно воспользоваться поверхностью волновых векторов [3], радиус-вектор которой определяет величину волнового вектора света, распространяющегося в данном направлении. Для одноосных кристаллов эта поверхность представляет собой двухполостную поверхность, состоящую из сферы и эллипсоида, которые касаются друг друга в двух точках, лежащих на оси k_z (k – волновой вектор). В процессе рассеяния должен выполняться закон сохранения импульса $k_2 = k_1 + q$, где 1 и 2 относятся к падающему и рассеянному свету, соответственно, а q – волновой вектор упругих волн, поэтому для определения возможной геометрии рассеяния и зависимости ее от частоты

ты упругих волн следует взять сечение поверхности волновых векторов плоскостью: рассеяния и построить в этом сечении все возможные векторные треугольники, выражающие закон сохранения импульса.

Рассмотрим случай, когда волновой вектор упругих волн параллелен оси x , а рассеяние происходит в плоскости $z'x$, где z' образует угол α с оптической осью z . Положим для определенности, что показатель преломления $n_o > n_e$ (сфера лежит вне эллипсоида [3]) и что падающий свет является обыкновенным, т. е. $k_1 > k_2$.

На рис. 1 изображены части сечения поверхности волновых векторов плоскостью $z'x$ (полные сечения представляют собой круг и эллипс), а также несколько возможных векторных треугольников. Углы падения (θ_1) и дифракции (θ_2) света определены обычным образом как углы между волновым вектором света и нормалью к волновому вектору упругих волн в плоскости рассеяния. Для знаков углов введено определение, имеющее целью подчеркнуть отличие от нормальной брэгговской геометрии ($k_1 = k_2$, $\theta_1 = \theta_2$), для которой принято, что θ_1 и $\theta_2 > 0$. Используя рис. 1, нетрудно получить выражения для углов θ_1 и θ_2 и их зависимость от частоты упругих волн и от угла α . В общем случае произвольного α формулы получаются достаточно громоздкими, и мы ограничимся здесь лишь качественным рассмотрением.

При $\alpha = 0$ (плоскость рассеяния zx) сечения поверхности волновых векторов имеют точку касания на оси k_z . Легко видеть, что при этом рассеяние света возможно начиная с нулевых значений q (нулевых частот упругих волн) и с нулевых значений углов θ . С ростом q может реализоваться как геометрия, подобная рис. 1, б, так и геометрия рис. 1, г. В первом случае при увеличении частоты упругих волн углы растут по абсолютной величине от 0 до 90° , причем $\theta_1 > 0$, $\theta_2 < 0$. Во втором случае углы также растут до 90° , но оба остаются положительными. В обоих случаях $|\theta_1| > |\theta_2|$, за исключением предельно высокой частоты ν_{max} , когда $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$ (обратное рассеяние), и частоты коллинеарного рассеяния ν_o (рис. 1, а), когда $\theta_1 = -\theta_2 = 90^\circ$. Из рис. 1 следует, что $\nu_{max} = (v/\lambda_o)(n_o + n_e)$, а $\nu_o = (v/\lambda_o)(n_o - n_e)$, где v — скорость упругих волн, λ_o — длина волны света. Таким образом, при рассеянии в плоскости zx при частотах упругих волн ниже ν_o возможны две геометрии рассеяния, т. е. два угла θ_1 и соответственно два угла θ_2 .

При $\alpha \neq 0$ круг и эллипс перестают касаться друг друга (рис. 1), причем расщепление их по оси k_z растет с ростом α . Как видно из рис. 1, в этом случае рассеяние возможно начиная лишь с некоторого отличного от нуля значения q_{min} (ν_{min}), которое будет тем больше, чем больше угол α . В остальном при малых α этот случай аналогичен рассеянию в плоскости zx , т. е. по-прежнему возможны две геометрии рассеяния. Начиная с некоторого значения α , при котором ν_{min} становится больше ν_o , остается только одна возможная геометрия рассеяния. Это значение α зависит от показателей преломления кристалла и составляет обычно около 45° . При больших α геометрия рассеяния оказывается качественно подобной геометрии рассеяния в плоскости xu [2], в которую она плавно переходит при $\alpha \rightarrow 90^\circ$.

Полученные выводы экспериментально были проверены для случая тригональных кристаллов ниобата лития. Использовалась методика, аналогичная [4]. Упругие волны возбуждались с помощью пьезоэффекта, источником света служил лазер ЛГ-75 с $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$. Для измерения зависимости геометрии рассеяния от угла α использовался образец в виде цилиндра с полированной боковой поверхностью.

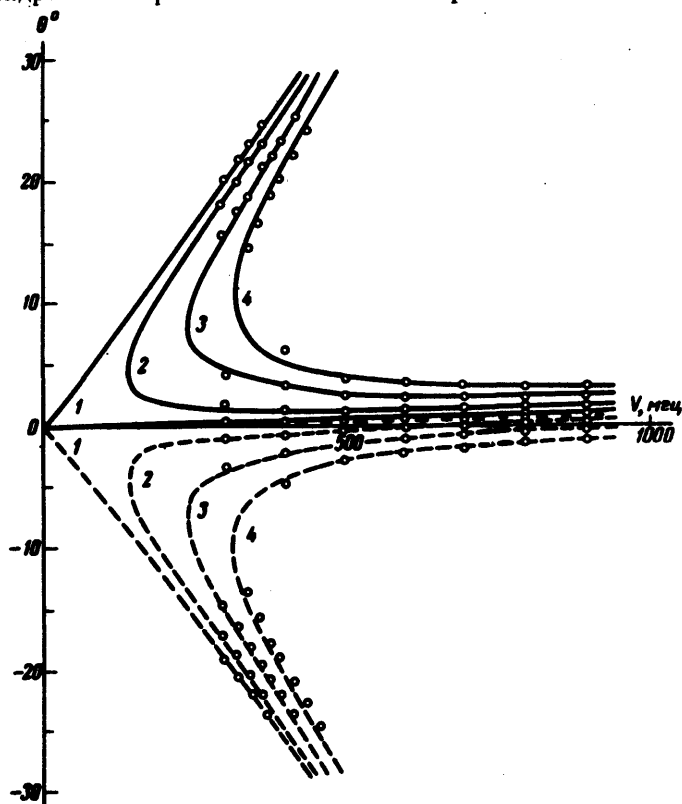


Рис. 2. Зависимость внутренних углов θ_1 и θ_2 от частоты продольных упругих волн в кристалле LiNbO_3 . Упругие волны распространяются вдоль оси x , плоскость рассеяния — xz' , где z' образует угол α с осью z . α : 1 — 0° , 2 — 5° , 3 — $7,5^\circ$ и 4 — 10° . Сплошные (θ_1) и пунктирные (θ_2) кривые — расчет

Результаты эксперимента представлены на рис. 2, где показана зависимость внутренних углов θ_1 и θ_2 от частоты продольных упругих волн при разных значениях α . На рисунке не приведены точки, соответствующие углам $\theta_1 = -\theta_2 = 90^\circ$ (коллинеарное взаимодействие), которые наблюдались экспериментально при частоте 935 МГц . Отметим, что на самом деле в эксперименте измеряются углы не для волнового вектора света, а для луча [3], однако соответствующие поправки составляют менее 10%, и поэтому они не учитывались.

Как видно из рис. 2, результаты эксперимента хорошо совпадают с расчетом, проведенным в рамках изложенных выше представлений.

Авторы признательны Г.А.Смоленскому за интерес к работе и обсуждение результатов.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 апреля 1971 г.

Литература

- [1] Б.Н.Гречушников, О.В.Качалов, Н.М.Крейнес, М.А.Талалаев. ЖЭТФ, 57, 1570, 1969.
 - [2] R.W.Dixon. IEEE J.Quant. Electr., QE-3, 85, 1967.
 - [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
 - [3] В.В.Леманов, О.В.Шакин, Г.А.Смоленский. ФТТ, 13, 533, 1971.
-