

ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ НА СПЕКТРЫ ПОЛЯРИТОННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

В. С. Горелик, Л. Г. Резник, Б. С. Умаров

УДК 535.375

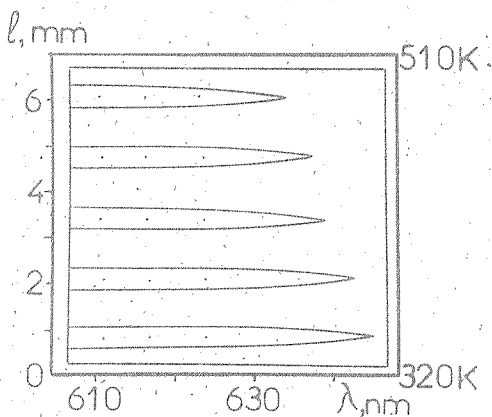
Показано, что при наложении на кристалл ниобата лития линейного градиента температуры положение частотной границы поляритонного спектра плавно изменяется при сканировании по кристаллу.

В настоящей работе впервые исследуются характеристики КР на E_1 - и A_1 -поляритонах при наложении градиента температуры на кристалл ниобата лития. Спектры КР на поляритонах были получены на спектрографе СТЭ-1 по схеме с частотно-угловой разверткой. Источником возбуждения служили линии генерации аргонного лазера $\lambda = 488$ и $514,5$ нм.

Исследуемый кристалл ниобата лития помещался в вакуумную градиентную клетку. Одна сторона кристалла находилась в тепловом контакте с медным теплопроводом, температура которого стабилизировалась термостатирующей жидкостью и равнялась 320 К. Другой конец кристалла нагревался медным нагревателем до температуры 510 К. Градиент температуры накладывался вдоль оптической оси Z кристалла и равнялся 27 К/мм.

На рис. 1 приведен схематический вид спектров КР на высокочастотных E_1 -поляритонах ниобата лития (геометрия $X(ZY)X + \Delta Y$), находящегося в условиях линейного градиента температуры. При этом сфокусированный лазерный луч распространялся в направлении, перпендикулярном градиенту температуры. Линейный размер пучка в фокальной плоскости составлял около $0,5$ мм.

Как было показано в работе /1/, дисперсионные зависимости $K(\omega)$ для высокочастотных E_1 -поляритонов, полученные при различных температурах в равновесных условиях, практически не из-



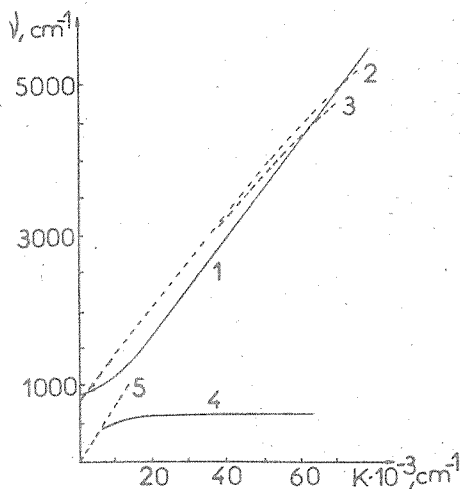
Р и с. I. Схематический вид частотно-угловых спектров на высокочастотных Е-поляритонах в кристалле ниобата лития, находящемся в условиях градиента температуры. По оси ординат отложено расстояние от возбуждающего луча до холодного края кристалла

меняются с температурой. Кроме того, как отмечается в работе /2/, при воздействии различного рода возмущений, в том числе температурных, на кристаллы ниобата лития двулучепреломление этого кристалла изменяется в основном за счет изменения величины необыкновенного показателя преломления n_e . В связи с этим естественно полагать, что наблюдаемый сдвиг предельной длины волны рассеяния света на высокочастотных Е-поляритонах (см. рис. I) обусловлен пространственным изменением величины необыкновенного показателя преломления кристалла, происходящим в результате наложения градиента температуры. Из закона сохранения квазиимпульса для элементарных процессов КР значения волновых векторов $q(\nu)$, соответствующие нулевому углу рассеяния, определяются соотношением:

$$q = 2\pi(\nu_0 n^0 - \nu^e n^e).$$

Здесь $\nu_0, \nu^e = \nu_0 - \nu$ - частоты падающего и рассеянного излучения; n^0, n^e - соответствующие показатели преломления. Зависимость $q(\nu)$ задает нижнюю границу области зоны Бриллюэна,

в которой можно получать информацию о фононах и поларитонах в рассматриваемых экспериментах. Точки пересечения этой границы с дисперсионными кривыми для поларитонов обуславливают предельные частоты рассеяния света на этих поларитонах. На рис. 2 штриховыми линиями показаны также границы для наблюдения E-поларитонов (кривые 2 и 3) и A_1 -поларитонов (кривая 5). Кроме того, на этом рисунке сплошными линиями показаны дисперсионные зависимости E-поларитонов (кривая 1) и A_1 -поларитонов (кривая 4). Кривые 2 и 3 рассчитаны для крайних участков кристалла ниобата лития, находящегося в условиях градиента температуры. Кривая 2 соответствует температуре кристалла 320 К, кривая 3 - температуре 500 К. Из рис. 2 видно, что при увеличении температуры кристалла ниобата лития граница $q(\omega)$ для наблюдения E-поларитонов сдвигается в сторону меньших частот. При этом точка

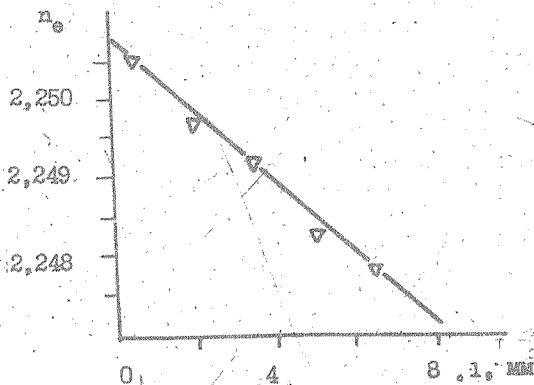


Р и с. 2. Закон дисперсии E-поларитонов (кривая 1) и A_1 -поларитонов (кривая 4) в кристалле ниобата лития. Пунктирные кривые соответствуют нулевым углам рассеяния для колебаний E-типа (кривая 2 для $T = 320$ К, кривая 3 для $T = 510$ К) и A_1 -типа (кривая 5)

пересечения кривой $q(\lambda)$ с дисперсионной кривой для E-поляритонов также сдвигается в сторону меньших частот. Соответствующим образом изменяется и предельная длина волны света, рассеянного на этих поляритонах (см. рис. 1).

Функция $q(\lambda)$ для A_1 -поляритонов (кривая 5 на рис. 2) в низкочастотной области практически не зависит от температуры. Поэтому точка пересечения этой кривой с дисперсионной зависимостью для A_1 -поляритонов (кривая 4 на рис. 2) в рассматриваемом диапазоне температур остается постоянной. Это объясняет тот факт, что при перемещении возбуждающего излучения по кристаллу в направлении градиента температуры вид спектров A_1 -поляритонов практически не изменяется.

На рис. 3 представлена полученная зависимость величины показателя преломления n_e от расстояния l до края кристалла ниобата лития, находящегося в условиях градиента температуры. Таким образом, для ниобата лития наложение градиента температуры 27 К/мм при длине кристалла 7 мм позволяет изменить предельную длину волны рассеянного на высокочастотных поляритонах



Р и с. 3. Пространственное распределение необыкновенного показателя преломления в кристалле ниобата лития, находящемся в условиях градиента температуры. По оси абсцисс отложено расстояние от возбуждающего луча до холодного края кристалла

света на 15 нм. Отметим, что такое изменение не является предельно возможным. Увеличение сдвига длины волны рассеяния может быть достигнуто с помощью увеличения разницы температур на концах кристалла. Максимальная температура горячего края кристалла ограничивается температурой фазового перехода (~ 1400 K); при этом противоположный край кристалла может быть охлажден до низких температур, например, до температуры кипения жидкого азота. Если полагать, что характер изменения длины волны рассеянного света при этом останется таким же как на рис. 1, то максимальная величина сдвига длины волны рассеянного света составит приблизительно 100 нм. Как было показано в /3/, кристаллы ниобата лития выдерживают градиент температуры ~ 125 K/мм. Отсюда получается, что минимальный размер кристалла для приведенного диапазона изменения предельной длины волны рассеянного излучения должен составлять 10 мм. Значение необыкновенного показателя преломления в таком кристалле будет непрерывно изменяться от 2,274 до 2,160. Отметим, что точность измерения длины волны в поляритонных спектрах может составлять ~ 1 Å. Отсюда, в соответствии с нашими экспериментами, по изменениям в поляритонных спектрах можно судить о локальных изменениях показателя преломления с точностью до $\Delta n \sim 10^{-4}$.

Таким образом, в настоящей работе установлено, что наложение градиента температуры на нелинейный кристалл может приводить к существенному видоизменению поляритонного спектра в различных участках кристалла за счет пространственного изменения показателя преломления.

Поступила в редакцию
7 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Горелик, А. А. Халезов, ФТТ, 16, 1702 (1977).
2. Ю. С. Кузьминов, Ниобат и танталат лития, М., "Наука", 1975 г.
3. В. С. Горелик, Л. Г. Резник, Б. С. Умаров, ФТТ, 25, 1756 (1982).