

Спектр выхода этих ионов в целом похож на спектр молекулярных ионов C_{14} . Однако относительная величина сигнала осколочных ионов C_{12} быстрее растет с увеличением энергии фотоионов. Кроме этого, наблюдается заметное повышение выхода этих ионов при частоте лазерного излучения $\omega = 29.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Для более легких осколочных ионов C_{10} и C_{11} зависимости выхода от частоты излучения еще сильнее (рис. 2). Достаточный для надежной регистрации сигнал на этих массах наблюдался лишь в самой коротковолновой области спектра. Увеличение выхода осколочных ионов при уменьшении длины волны лазерного излучения является, по-видимому, следствием повышения энергии возбуждения ионов при постоянном числе поглощенных фотонов.

Таким образом, данные эксперимента показывают, что метод селективной ступенчатой фотоионизации позволяет получать весьма характерные двумерные «карты» молекул. На основе таких высокоинформативных двумерных масс-оптических спектров может быть в принципе достигнута необходимая селективность в детектировании различных многоатомных молекул, близких по строению и молекулярному весу.

В заключение авторы выражают благодарность В. С. Летохову за стимулирование работы и полезные обсуждения.

Литература

- [1] R. V. Ambartzumian, V. S. Letokhov. Appl. Opt., 11, 354, 1972.
- [2] В. С. Летохов. Усп. физ. наук, 118, 197, 1976.
- [3] В. С. Антонов, И. Н. Князев, В. С. Летохов, В. Г. Мовшев. ЖЭТФ, 73, 1325, 1977.
- [4] L. Zandee, R. V. Bernstein. J. Chem. Phys., 70, 2574, 1979.
- [5] В. С. Антонов, В. С. Летохов, А. Н. Шибанов. ЖЭТФ, 78, 2222, 1980.
- [6] T. G. Dietz, M. A. Duncan, M. G. Lieberman, R. E. Smalley. Chem. Phys. Lett., 70, 246, 1980.
- [7] V. S. Antonov, V. S. Letokhov, A. N. Shibano v. Opt. Comm., 38, 182, 1981.
- [8] V. S. Antonov, V. S. Letokhov. Appl. Phys., 24, 89, 1981.
- [9] V. S. Antonov, V. S. Letokhov, A. N. Shibano v. Appl. Phys., 22, 293, 1980.
- [10] Ф. И. Вилесов. ДАН СССР, 132, 1332, 1960.
- [11] R. S. Dugdala, K. Stefanski. J. Chem. Phys., 53, 51, 1980.

Поступило в Редакцию 20 октября 1981 г.

УДК 535.375+539.194

ПРАВИЛА ОТБОРА В ЧАСТОТНО-УГЛОВЫХ СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ]

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

В ряде работ [1-3] было обнаружено резкое уменьшение интенсивности в частотно-угловых зависимостях КР кристалла ниобата лития. Такие аномалии обнаруживаются на поляритонных кривых и объясняются проявлением эффектов поляритонного Ферми-резонанса или резким уменьшением сечения параметрического рассеяния на определенных частотах.

В настоящей работе сообщается об аномалиях интенсивности в частотно-угловых спектрах КР ниобата лития, обусловленных правилами отбора, вытекающими из анализа вида тензора КР и поляризационной геометрии рассеяния.

Частотно-угловые спектры регистрировались фотографическим способом на спектрографе СТЭ-1. Оптическая схема для получения частотно-угловой развертки спектра была аналогична телескопической схеме, описанной в работе [4]. Источником возбуждения служила линия 514.5 нм аргонового лазера. В качестве фильтра, подавляющего лазерное излучение, использовался кристалл CdS.

На рис. 1 приведена фотография частотно-углового спектра E -колебаний в ниобате лития, полученного при геометрии рассеяния $X(ZY)X + \Delta Y$. Из этого рисунка видно, что в области частоты продольного E -фонона для нулевого угла рассеяния наблюдается резкое уменьшение интенсивности. Поляритонная ветвь в этой области спектра каких-либо разрывов не претерпевает.

Спадание интенсивности в области нулевых углов рассеяния можно объяснить действием правил отбора. Тензор КР для A_1 и E -колебаний имеет следующий вид:

$$A_1(z): \begin{vmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & b \end{vmatrix}; \quad E(y): \begin{vmatrix} c & 0 & 0 \\ 0 & -c & d \\ 0 & d & 0 \end{vmatrix}; \quad E(x): \begin{vmatrix} 0 & -c & -d \\ -c & 0 & 0 \\ -d & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

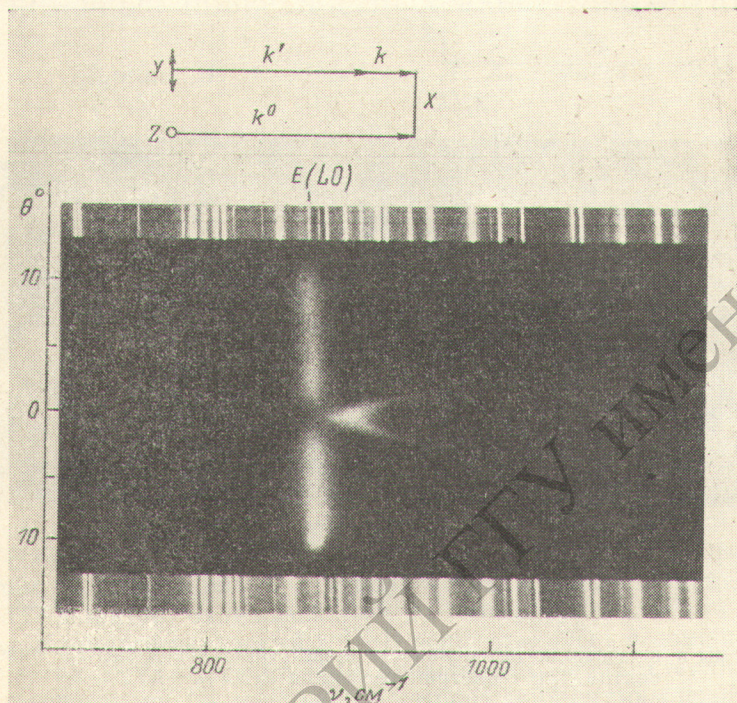


Рис. 1. Частотно-угловой спектр КР ниобата лития в области продольного E -колебания, снятый при $X(ZY)X + \Delta Y$ геометрии рассеяния.

θ — угол рассеяния вне кристалла. Вверху и внизу приведен реперный спектр железной искры.

В соответствие с этим при геометрии рассеяния $X(ZY)X + \Delta Y$ должны проявляться только E -колебания. Направление вектора поляризации квази-частиц (фононов или поляритонов), возникающих в элементарных процессах КР и регистрируемых при геометрии рассеяния $X(ZY)X + \Delta Y$, должно быть параллельно направлению Y . В то же время для нулевого угла рассеяния направление волнового вектора образующегося фонона (или поляритона) совпадает с осью X (рис. 1). Таким образом, для нулевых углов рассеяния в данном случае должны проявляться только поперечные E -колебания. Поэтому в области нулевых углов рассеяния наблюдается резкий спад интенсивности продольного E -фонона.

На рис. 2 приведена фотография частотно-углового спектра ниобата лития, снятого в направлении оптической оси кристалла при геометрии рассеяния $Z(XY)Z + \Delta Y$. На приведенном спектре проявляются как A_1 (630 см^{-1}), так и E (880 см^{-1}) фононы, разрешенные для данной геометрии рассеяния правилами отбора (см. вид тензора КР). Из рис. 2 видно, что при углах рассеяния, близких к нулевому, A_1 -поляритон и E -фонон характеризуются резким уменьшением интенсивности. Это объясняется действием правил отбора, так как для

геометрии рассеяния $Z(XY)Z$ A_1 -колебания запрещены согласно виду тензора КР. E -фонон для направления, соответствующего нулевому углу рассеяния, согласно закону сохранения квазиимпульса, должен распространяться вдоль оси Z (рис. 2). Поэтому продольное E -колебание, соответствующее частоте 880 см^{-1} , должно быть запрещенным для этого направления. Это объясняет соответствующий провал интенсивности на рис. 2. Верхняя поляритонная ветвь при этом не проявляется вследствие отсутствия двулучепреломления в направлении оптической оси кристалла.

При углах рассеяния, не равных нулю, линейно поляризованный возбуждающий и рассеянный свет превращается в эллиптически поляризованный. Поэтому

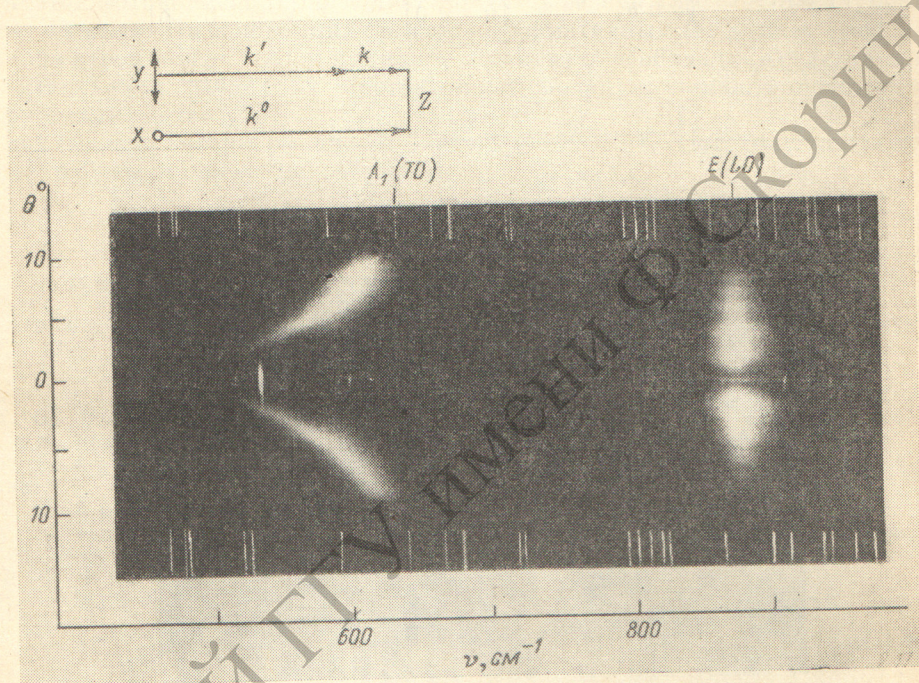


Рис. 2. Минимумы и чередование интенсивности в частотно-угловом спектре ниобата лития, снятом при геометрии рассеяния $Z(XY)Z + \Delta Y$.

θ — угол рассеяния вне кристалла. Вверху и внизу реперный спектр железной искры.

в соответствие с видом тензора КР для таких углов рассеяния проявляется A_1 -поляритон (левая часть рис. 2). Наблюдаемое периодическое изменение интенсивности КР для продольного E -фонона (правая часть рис. 2) может быть объяснено как следствие интерференции поляризованных лучей КР, происходящей в результате периодической компенсации разности фаз рассеянного излучения.

Таким образом, выполненный в настоящей работе анализ спектров ниобата лития позволил установить новые особенности частотно-угловой зависимости интенсивности КР этого кристалла. Эти особенности проявляются в виде погасания интенсивности КР для некоторых выделенных направлений, а также в виде чередования интенсивности в частотно-угловом спектре. Наблюдаемые минимумы интенсивности качественно объясняются на основе вида тензора КР и поляризации возникающих квазичастиц. В связи с этим можно полагать, что обсуждаемые особенности должны проявляться в частотно-угловых спектрах аналогичных кристаллов.

Наблюдаемые в настоящей работе минимумы интенсивности следует учитывать при создании нелинейных устройств, работающих на основе эффекта КР.

Литература

- [1] Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин. Письма ЖЭТФ, 16, 265, 1972.
- [2] Ю. Н. Поливанов, С. Н. Полуэктов. ФТТ, 20, 3482, 1978.

- [3] Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин, Б. Ф. Полковников. Письма ЖЭТФ, *II*, 11, 1970.
[4] Ю. Н. Поливанов. Усп. физ. наук, *126*, 185, 1978.

Поступило в Редакцию 27 октября 1981 г.

УДК 535.417+539.238

ПРИМЕНЕНИЕ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Г. Н. Жижин, М. А. Москалева, А. А. Сигарев и В. А. Яковлев

Исследование состояния поверхности твердого тела, обнаружение и изучение переходных слоев и тонких пленок вызывают необходимость развития чувствительных неразрушающих оптических методов спектроскопии поверхности. Разработано несколько методов для изучения тонких пленок и поверхности металлов: отражательно-абсорбционная спектроскопия [1], лазерная спектроскопия поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [2], усиленное комбинационное рассеяние света [3], фото-акустическая спектроскопия [4] и др. Недостатком лазерной спектроскопии ПЭВ, отличающейся, по-видимому, наибольшей чувствительностью, является применение источника излучения с ограниченным дискретным набором частот перестройки лазера. Известны попытки применить тепловой широкодиапазонный источник возбуждения ПЭВ на металлах [5, 6] вместо лазера. Мы попробовали реализовать ценные качества спектроскопии ПЭВ в серийном Фурье-спектрометре с целью существенно расширить диапазон длин волн, доступный для ПЭВ-спектроскопии [7].

Измерения в диапазоне волновых чисел (ν) $650 \div 2500$ см⁻¹ проводились на Фурье-спектрометре FTS-20B фирмы Digilab (США) с разрешением 8 см⁻¹ и числом сканирований 400. Использовались тепловой источник излучения и HgCdTe-детектор, охлаждающийся до температуры жидкого азота. Преобразование объемного излучения в ПЭВ осуществлялось с помощью дифракционной решетки [8, 9]. Элемент ПЭВ представлял собой стеклянную пластину с двумя решетками, на поверхность которой термическим испарением при давлении 10^{-6} тор был нанесен слой меди толщиной 0.5 мкм. Решетки (размер каждой 7×7 мм, расстояние между центрами решеток равно 16 мм, период — 6.1 мкм, профиль штриха — трапеция, глубина штриха — 0.5 мкм) были получены голографическим методом с использованием ионного травления [10]. Такой элемент ПЭВ помещался в осветительное устройство, в котором использовались узлы приставки МНПВО типа 11.000 фирмы Spectroscopic Accessory Co.

Две оптические схемы использованной нами приставки ПЭВ приведены на рис. 1, а и б. Юстировка приставки осуществлялась путем вращения вогнутых зеркал 1 и 2 вокруг осей, проходящих через центры зеркал и перпендикулярных к плоскости рисунка, и путем перемещения специального держателя с элементом ПЭВ 3 параллельно самому себе в направлении z. Система экранов, не изображенных на рисунке, отсекала рассеянное излучение. Зеркало 1 посылало сходящийся пучок излучения на край решетки ввода 4 или 5 (случаи а и б на рис. 1 соответственно), которая преобразовывала объемное излучение в ПЭВ. Затем ПЭВ проходила по гладкой поверхности металла в направлении оси x до решетки вывода и преобразовывалась на ней в объемное излучение, которое собиралось зеркалом 2 и направлялось к детектору.

С помощью дифракционной решетки объемного ИК излучение будет преобразовываться в ПЭВ при условии

$$d(1 - \cos \theta) = n\lambda, \quad (1)$$