билизация коэффициента усиления ФЭУ. Для измерения эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена использовалась реакция $^2H(d, {}^3He)n$. Результаты этих измерений сравнивались с расчетами эффективности кристалла стильбена по методу Монте-Карло [5]. Неопределенность в определении эффективности составляла $<10\%$.

Двумерные спектры совпадений из реакции $^1H(d, pn)p$ накапливались в многоканальном амплитудном анализаторе *IN*-90, работающем в режиме неинтегрируемой памяти.

Для определения абсолютных значений сечения в эксперименте измерялось количество протонов отдачи из реакции $^1H(d, d)^1H$, вылетающих под углом 35° к направлению пучка. Величина сечения упругого p—d-рассеяния была получена интерполяцией данных работы [6].

Двумерные спектры совпадений были измерены для углов (17,8°; —36,0°) и (14,0°; —34,0°), соответствующих условию коллинеарности, и для (17,8°; —32,0°), и (14,0° и —38,0°), близких к этой кинематической области.

На рисунке изображены проекции спектров совпадений на кинематическую кривую. Эта кривая представляет собой эллипс в координатах импульсов совпадающих частиц. В качестве независимой переменной, меняющейся вдоль локуса, был выбран угол α, описывающий уравнение эллипса в полярных координатах [7]. Стрелками отмечены области с минимальными значениями энергии нерегистрируемого протока в системе общего центра масс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Lambert J. M., Treado P. A., Allas R. G., Beach L. A., Boudelid R. O., Ducner E. M. Phys. Rev. C., 1976, **13**, p. 43. [2] Birchell J., Svenne J. P., de Jong M. S., McKee J. S. C., Ramsay W., Al-Chari M. S. A. L., Vileda N. Phys. Rev. C., 1979, **20**, p. 575. [3] Fujiwora N., Hourany E., Nakamura-Yokota H., Reide F., Yuasa T. Phys. Rev. C., 1977, **15**, p. 4. [4] Кузнецов Д. А., Кулаков В. Н., Курашов А. А., Макаров С. П., Цветков А. А. Исследование возможностей метода идентификации нейтронов по форме импульсов тока в широком диапазоне энергий. Препринт ИАЭ-2337. М., 1973. [5] Чулков Л. В. Программа расчета эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена. Препринт ИАЭ-2594. М., 1975. [6] Kocher D. C., Clegg T. B. Nucl. Phys., 1969, **A132**, p. 455. [7] Schrom P. H., Doornbos J., Krijsman W., Jonker C. C. Nucl. Phys., 1977, **A291**, p. 413.

Поступила в редакцию
15.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 535.321

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МОЛИБДАТА ГАДОЛИНИЯ В ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

И. В. Митюшева, А. Н. Образцов, А. Н. Пенин

(кафедра квантовой радиофизики)

Кристаллы молибдата гадолиния привлекают в последнее время внимание большого числа исследователей ввиду своей перспективности для использования в различных нелинейно-оптических устройствах: кристаллы *GMO* устойчивы к воздействию лазерного излучения (в них не появляются наведенные оптические неоднородности, как в

ниобате лития), прозрачны в широкой спектральной области, негигроскопичны (что делает их удобными в работе). В частности, одним из возможных применений кристалла *GMO* может явиться использование его в качестве параметрического преобразователя квантового фотонометра для измерения абсолютной яркости тепловых источников [1].

Оптические свойства кристаллов молибдата гадолиния исследовались различными методами, в том числе и методом спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния света на поляритонах [2]. В данной работе методом СПР изучаются температурные зависимости

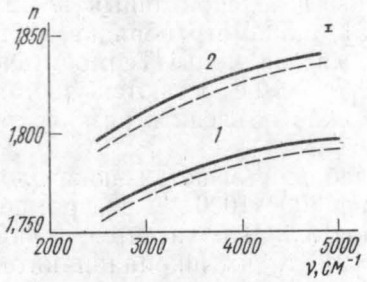

Рис. 1. Дисперсия показателей преломления (1 — $n_0(\nu)$, 2 — $n_e(\nu)$) при $T=20°C$ (сплошная линия) и 200°C (пунктирная линия)

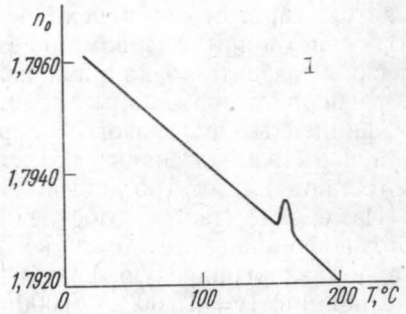

Рис. 2. Зависимость обыкновенного показателя преломления от температуры на частоте $\nu=4700$ см$^{-1}$

показателей преломления в диапазоне температур 20—200° С, включающем в себя точку сегнетоэлектрического фазового перехода $T_c=159°$ С, и в частотном интервале 3000—5000 см$^{-1}$.

В основном исследовалось рассеяние на обыкновенных поляритонах, наблюдаемое в случае, когда треугольник волновых векторов $k_e=k_s+k_p$ (k_e, k_s, k_p — волновые векторы волны накачки, сигнала и поляритона) лежит в плоскости XY, волна накачки поляризована в этой же плоскости, а сигнальная — перпендикулярно ей. В случае, когда волновой вектор накачки имеет составляющую по оси Z, наблюдается рассеяние также и на необыкновенных поляритонах.

Образцы кристалла помещались в термостат, обеспечивающий плавное изменение температуры в пределах 20—2000°С и стабилизацию ее с точностью не хуже $\pm 0{,}2°$. Спектры регистрировались по известной фотографической методике [3].

По полученным спектрам рассчитывались дисперсионные зависимости $n_0(\nu)$, $n_e(\nu)$ для различных температур (при температуре ниже точки фазового перехода кристалл принадлежит к точечной группе симметрии $mm2$ и является двуосным, в этом случае под n_e понимается n_z, а под n_o—$n_x \approx n_y$, так как величина Δn_{xy} мала) и определена зависимость n_o от температуры.

На рис. 1 приведена дисперсия величин n_o и n_e при комнатной температуре (сплошные линии) и при температуре 200° С (пунктирные линии). На рис. 2 изображена зависимость показателя преломления n_o от температуры на частоте 4700 см$^{-1}$ в интервале температур 20—200° С, включающем в себя точку фазового перехода. Из хода кривой $n_o(T)$ видно, что вдали от точки фазового перехода наблюдается монотонное убывание показателя преломления с ростом температуры. Величина $\partial n/\partial T$ не изменяется с частотой (в диапазоне частот 3000—

5000 см$^{-1}$) и составляет $\partial n/\partial T = (2{,}4 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-5}$ град$^{-1}$. Вблизи точки фазового перехода наблюдается аномальное поведение показателя преломления: резкий рост n_o при приближении T к критической температуре как со стороны больших, так и со стороны малых температур. Поведение $n_o(T)$ в области фазового пеерхода у молибдата гадолиния существенно отличается от хода $n(T)$ у KDP [4], претерпевающего при переходе такое же изменение симметрии решетки ($mm2 \to \to 42m$). Такое различие связано с тем, что молибдат гадолиния является несобственным сегнетоэлектриком и спонтанная поляризация не является параметром перехода. Основной вклад в изменение оптических свойств при фазовом переходе вносит не спонтанный электрооптический эффект, а (как показано в [5]) параметр порядка, роль которого играют нормальные координаты мягкой моды. Термооптические коэффициенты при фазовом переходе также не остаются постоянными, а испытывают скачки [5], чем и можно объяснить резкий рост n_o при охлаждении от 165 до 160° С.

Измерение частот собственных колебаний решетки показало, что частоты фононов, лежащих в диапазоне 300—1000 см$^{-1}$, при переходе в параэлектрическую фазу не изменяются. Что касается линий люминесценции ($\nu = 15\,000$—$20\,000$ см$^{-1}$) [2], то их ширина и интенсивность существенно увеличиваются с ростом температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Власенко М. Ф., Китаева Г. Х., Пенин А. Н. Квантовая электроника, 1980, 7, № 2, с. 441. [2] Власенко М. Ф., Митюшева И. В., Пенин А. Н. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1980, **21**, № 1, с. 99. [3] Акципетров О. А., Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н. ФТТ, 1976, **18**, № 3, с. 665. [4] Влох О. Г., Луцив-Шумский Л. Ф. Изв. АН СССР, 1967, **31**, № 7, с. 1139. [5] Анистратов А. Т., Мартынов В. Г., Мельникова С. В. ФТТ, 1975, **17**, № 10, с. 2953.

Поступила в редакцию
19.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 627.373.7

ОБЛАСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СУБГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КОНТУРЕ С НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ГАРМОНИЧЕСКОГО ТИПА

В. Ф. Винярский, В. Ф. Марченко, С. А. Сафин

(кафедра радиофизики СВЧ)

1. Своеобразный вид вольт-фарадной характеристики (ВФХ) и отсутствие токов смещения МДП-варикапов позволяют, используя различные комбинации их включения, реализовать периодическую зависимость заряда от приложенного напряжения [1]. ВФХ составного емкостного элемента такого типа показана на рис. 1. Выбором индивидуального смещения на каждом варикапе удается получить ВФХ, близкую к гармонической. Величина общего смещения E_0 определяет рабочую точку на синтезированной характеристике.

Зависимость емкости и заряда от переменного напряжения v в интересующей нас области можно аппроксимировать в следующем виде:

$$C(v) = C_0(E_0) + C_{\text{нел}}(v) = C_0 - \Delta C \sin(pv + \theta_0),$$

$$Q(v) = Q_{\text{лин}}(v) + Q_{\text{нел}}(v) = C_0 v + (\Delta C/p) \cos(pv + \theta_0). \qquad (1)$$