

~(2.3—2.5) эВ в этом случае хорошо согласуется с величиной, которая может быть получена из насыщения размерного сдвига положения уровней квантования электронов в микрокристаллах CdS [3].

Таким образом, при межзонном оптическом возбуждении полупроводниковых микрокристаллов в стеклообразной матрице происходит их ионизация, обусловленная выходом фотоэлектронов из микрокристалла в матрицу и их захватом на глубоких электронных ловушках стекла. При термической ионизации ловушек в процессе нагрева происходит обратный переход электронов в микрокристалл, где они рекомбинируют с дырками.

Оптическое возбуждение стекол в спектральной области межзонного поглощения микрокристаллов сопровождается постепенной деградацией их люминесцентных и нелинейно-оптических свойств. Этот эффект, так же как и результаты, полученные в работе [8], связаны, по нашему мнению, с фотоионизацией микрокристаллов в стеклообразной матрице при их межзонном возбуждении.

Авторы приносят глубокую благодарность Ал. Л. Эфросу за полезные обсуждения результатов данной работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
- [2] Rosetti R., Nakahara S., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1983. V. 79. N 2. P. 1086—1088.
- [3] Ekimov A. I., Efros Al. L., Onushchenko A. A. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 11. P. 921—924.
- [4] Голубков В. В., Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // Физ. и хим. стекла. 1981. Т. 7. № 4. С. 397—401.
- [5] Mackey J. H., Smith H. L., Halperin A. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. V. 27. N 11. P. 1759—1772.
- [6] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966. Гл. 7.
- [7] Trukhin A. N., Tolstoi M. N., Glebov L. B. et al. // Phys. St. Sol. B. 1980. V. 99. N 3. P. 155—162.
- [8] Roussignol P., Ricard D., Lukasik J., Flitzanis C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4, N 11. P. 5—13.

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.

УДК 530.145

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

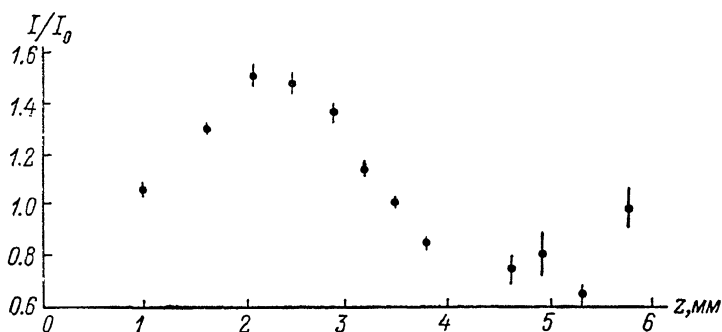
ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ КВАНТОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В. И. Глебов, Э. И. Денисов, Н. К. Жеваго

Каналирование заряженных частиц в кристаллах — явление, хорошо изученное как теоретически, так и экспериментально [1]. В отличие от этого каналирование фотонов и тепловых нейтронов, как показано в ряде теоретических работ [2—5], невозможно в обычных кристаллах, но такая возможность открывается в структурах с достаточно большим периодом модуляции электронной или ядерной (в случае нейтронов) плотности $d \geq d_c \sim 100 \text{ \AA}$. Взаимодействие частиц с такими структурами (сверхрешетками) в случае, когда углы входа частиц по отношению к плоскостям или осям сверхрешетки достаточно малы, определяется зависящей от пространственных координат восприимчивостью вещества, усредненной по плоскостям или вдоль осей [4, 5]. В случае решеток с не слишком боль-

шим периодом $d \sim d_c$ волновые свойства частиц еще существенны и эта область является переходной от дифракции к собственно каналированию. Если же $d \gg d_c$, то движение нейтральных частиц можно рассматривать в рамках геометрической оптики, что характерно для эффекта каналирования.

Для проверки возможности каналирования нейтральных частиц в сверхрешетках мы провели исследования взаимодействия фотонов с энергиями 22 и 44 кэВ с двумерной решеткой, имевшей период $d \approx 13$ мкм. Структура представляла собой серийную микроканальную пластину, в которой гексагональная двумерная решетка образована в стекле полыми цилиндрами с радиусом $r=5$ мкм. Степень совершенства решетки проверялась по четкости картины дифракции Фраунгофера пучка оптических фотонов от He—Ne лазера.



Диэлектрическая восприимчивость структуры на частоте ω , усредненная по плоскости, на которой лежат оси цилиндров, зависит от расстояния x до центра плоскостного канала и имеет в данном случае вид

$$\chi(\omega, x) = \chi_0(\omega) \left[1 - \frac{2r}{d} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{r}\right)^2} \right], \quad |x| < r, \quad (1)$$

где $\chi_0(\omega)$ — восприимчивость сплошной среды (стекла). Траектории фотонов, входящих под углом θ_0 к плоскостям решетки, зависят также от точки их входа x_0 и определяются выражением [4]

$$z(x) = \int_{x_0}^x \left[\theta_0^2 + X'(\omega, x) - X'(\omega, x_0) \right]^{1/2} dx, \quad (2)$$

где z — продольная координата, $\chi' < 0$ — действительная часть восприимчивости (1) на частоте ω . Плоскостное каналирование фотонов, согласно (2), имеет место, если угол входа θ_0 не превышает критический угол $\theta_c = [\chi'(\omega, 0) - \chi'(\omega, r)]^{1/2}$. Траектории каналированных фотонов представляют собой кривые, осциллирующие с амплитудой $a < r$. При $\theta_0 \ll \theta_c$ большинство падающих частиц захватывается в режим каналирования, при этом амплитуда a , вообще говоря, частота осцилляции зависят от случайной точки входа x_0 . Особенность фотонов не слишком высокой энергии $\omega \lesssim 100$ кэВ проявляется в существенном влиянии поглощения за счет фотоэффекта. Это приводит к тому, что наиболее проникающей части фотонов соответствуют относительно малые амплитуды колебаний ($a \ll r$). В этой области расстояний x зависимость восприимчивости от x близка к параболе и поэтому период колебаний практически не зависит от точки входа x_0 . Независимость периода колебаний от амплитуды должна приводить к эффекту осцилляции угловой расходимости пучка каналированных частиц при изменении глубины проникновения в мишень. В частности, если фотоны входят под нулевым углом с относительно малой угловой расходимостью, то через четверть периода они должны собираться в центре плоскостных каналов, причем угловой разброс на глу-

бине в четверть периода оказывается в этом случае максимальным. Этот эффект (flux peaking effect) аналогичен тому, который наблюдался ранее при плоскостном каналировании протонов в кристаллах [1]. Таким образом, осцилляции угловой расходимости являются одним из характерных признаков каналирования частиц.

Эксперимент по обнаружению эффекта каналирования рентгеновских фотонов был проведен следующим образом. Источником рентгеновских фотонов служила трубка с серебряным анодом с напряжением на аноде до 50 кэВ. Пучок фотонов предварительно монохроматизировался с помощью монокристалла графита (степень монохроматизации $\approx 5\%$) и формировался так, что его расходимость по вертикали и горизонтали составляла 0.2° , а размеры в месте нахождения мишени составляли 1×1 мм. Мишень ориентировалась плоскостями сверхрешетки параллельно оси пучка с точностью 0.005° . За мишенью на оси пучка был установлен детектор фотонов с регулируемым приемным углом. Измерялось отношение числа фотонов, когда приемный угол составлял 0.03° , к полному числу фотонов, прошедших через мишень, в зависимости от толщины мишени. Толщина мишени по пучку изменялась путем поворота вокруг оси, перпендикулярной плоскости сверхрешетки. Эксперимент был проведен для двух энергий фотонов 22 кэВ (линия K_α серебра) и 44 кэВ (монохроматизированное тормозное излучение). Результаты измерений представлены на рисунке для случая энергии фотонов 22 кэВ. Ось абсцисс — эффективная толщина мишени. Ось ординат — отношение числа фотонов, попадающих в детектор, к полному числу фотонов, прошедших через мишень, деленное на аналогичное отношение в отсутствие мишени. Приведенная на рисунке величина осциллирует вокруг единицы в соответствии с осциллирующим характером траекторий фотонов. Таким образом, можно считать, что эффект каналирования рентгеновских фотонов в сверхрешетках обнаружен экспериментально. Измерения для больших толщин (большее числа периодов осцилляций) в данном случае были затруднены из-за относительно сильного поглощения фотонов. Период осцилляций пропорционален расстоянию между плоскостями сверхрешетки и энергии фотона ω , а поглощение уменьшается более быстро, чем $1/\omega$, с энергией фотонов. Вследствие этого более благоприятные условия для наблюдения эффекта имеются в сверхрешетках с меньшим периодом (~ 1 мкм) и для более жестких рентгеновских квантов ($\omega \sim 100$ кэВ).

Л и т е р а т у р а

- [1] Gemmell D. S. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. N 1. P. 129—227.
- [2] Насонов Н. Н. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 16. С. 982—984.
- [3] Vinetsky V. L., Faingold M. I. // Sol. St. Commun. 1981. V. 40. N 1. P. 7—12.
- [4] Жеваго Н. К. // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 1. С. 67—70.
- [5] Жеваго Н. К., Рязанов А. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 130—137; Rad. Eff. 1987. V. 104. N 1—4. P. 87—98.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.