

Li_xTiS_2 . Отметим, что ионы Ti^{4+} являются немагнитными и дают вклад лишь в $\chi_{\text{реш}}$.

Исследования ЭПР образцов TiS_2 при 77 К обнаружили наличие двух резонансных линий со спинами $S=1$ и $1/2$ примерно одинаковой интенсивности. При 300 К в спектре присутствует одна линия со спином $S=1/2$. Сверхтонкое расщепление в спектрах ЭПР отсутствовало. Первая линия ($S=1$) может быть обязана 2-валентному титану, вторая — ионам Ti^{3+} . В образцах, интеркалированных литием, вид спектров ЭПР не изменяется, происходит лишь увеличение интенсивности линии со спином $S=1/2$ за счет одиночных атомов лития.

Таким образом, из настоящей работы видно, что в слоистых соединениях Li_xTiS_2 по мере увеличения концентрации интеркалянта (Li) растет парамагнетизм кристаллической решетки TiS_2 . Кроме того, с изменением температуры происходит перезарядка ионов избыточного титана независимо от содержания лития в образцах.

Список литературы

- [1] Товстюк К. Д. Полупроводниковое материаловедение. Киев: Наукова думка, 1985. 235 с.
- [2] Ковалюк З. Д., Миятянский И. В. // УФЖ. 1981. Т. 26. № 7. С. 1213—1215.
- [3] Анянына Д. Б., Бакуменко В. Л., Курбатов Л. Н., Чижко В. Ф. // ФТП. 1976. Т. 10. № 12. С. 2373—2375.
- [4] Булаевский Л. Н. // УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 449—483.
- [5] Whittingham M. S. // Preparation of stoichiometric titanium disulfide. Patent USA-4007055. 1977.
- [6] Degenhardt D., Rabe P., Haensel R. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 96. N 2. P. 439—445.
- [7] Das B., Bartwal K. S., Srivastava O. N. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 136. N 1. P. 365—371.
- [8] Whittingham M. S., Danella J. A. // Mater. Res. Bull. 1981. V. 16. N 1. P. 37—45.
- [9] Lashkarev G. V., Migley D., Shevchenko A. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 63. N 2. P. 663—666.
- [10] Bernard L., Glaunsinger W. // Sol. St. Ionics. 1985. V. 17. N 1. P. 81—89.
- [11] Inoue M., Koyano M., Negishi H., Sato H. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 132. N 1. P. 295—302.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ТОКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОРИЕНТИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

Б. Р. Мещеров, В. И. Туманов

Для изучения влияния интенсивности пучка релятивистских электронов на выход γ -квантов, возникающих при его взаимодействии с ориентированным монокристаллом, использовалась расположенная на пучке сильноточного линейного импульсного электронного ускорителя «Факел» (ИАЭ им. И. В. Курчатова) установка, состоящая из гониометра с двумя угловыми степенями свободы, детектирующей и регистрирующей аппаратуры. Сцинтилляционный детектор обеспечивает полное поглощение фотонов с энергией до 100 кэВ, угол коллимации которых составляет $\sim \gamma^{-1}$, где γ — лоренц-фактор, а система регистрации позволяет вычитать фон, нормировать сигнал на ток и строить ориентационную кривую —

зависимость интенсивности излучения от угла разориентации кристалла относительно направления движения электронов. На гониометре устанавливались мишени, представляющие собой совершенные монокристаллы кремния диаметром 64 мм, средняя часть которых (диаметром 56 мм) была равномерно протравлена до толщины в 10, 50 и 170 мкм. Кристаллы были вырезаны так, что их поверхность перпендикулярна оси $\langle 100 \rangle$ с точностью до 0.5° ; обратная (по пучку) поверхность кристаллов для увеличения теплоотвода покрывалась сажей. Параметры пучка: расходимость $\sim 0.2\psi_L$ (где ψ_L — угол Линдхарда), энергия электронов 50 МэВ, ток изменялся частотой посылки в диапазоне 3—100 мкА. Диаметр области кристалла, через которую проходил электронный пучок, составлял не более 20 мм.

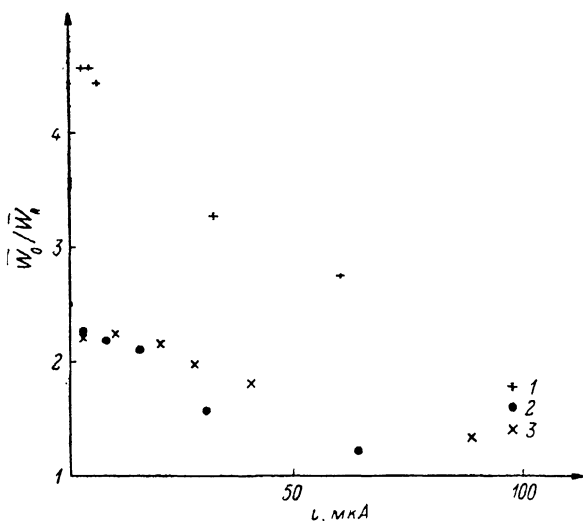


Рис. 1. Зависимость отношения интенсивностей излучения из ориентированной и разориентированной мишеней от тока пучка.

Толщина кристалла (мкм): 1 — 10, 2 — 50, 3 — 170.

Результаты измерения отношения интенсивности излучения в максимуме осевого пика ориентационной кривой к интенсивности излучения из разориентированной мишени в зависимости от тока пучка приведены на рис. 1. Поскольку характерный угловой масштаб осевого пика при малых токах составляет $\sim 2\psi_L$, то излучение в основном обусловлено надбарьерными частицами. Видно, что с увеличением тока отношение интенсивностей заметно уменьшается, приближаясь к единице. При увеличении тока происходит нагрев мишени и, следовательно $[1, 2]$, уменьшение интенсивности излучения от надбарьерных частиц. Для того чтобы оценить это уменьшение, можно воспользоваться достаточно реалистическим представлением осевого потенциала (см., например, $[3]$), основанном на аппроксимации Мольера для потенциала атома. Тогда для изменения интенсивности получается следующее выражение:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta u_{\perp}}{u_{\perp}} \frac{\sum_{i < j} \alpha_i \alpha_j (A_{ij} + A_{ji})}{\sum_{i < j} \alpha_i \alpha_j (B_{ij} + B_{ji})},$$

где

$$A_{ij} = \frac{\beta_i^2 [\beta_i^2 (u_{\perp}/a_{TF})^2 \exp(2q_i^2) - 2]}{\beta_i^2 - \beta_j^2}, \quad B_{ij} = \frac{\beta_i^2 \exp(2q_i^2) E_1(2q_i^2)}{\beta_i^2 - \beta_j^2},$$

$E_1(x)$ — интегральная показательная функция, $q_i = (\beta_i u_{\perp}) / (2a_{TF})$, u_{\perp} — амплитуда колебаний атомов, a_{TF} — радиус Томаса—Ферми, α_i и β_i — параметры аппроксимации Мольера. Для конкретных значений в диапазоне температур 20—300 °C ($\Delta W/W$) $\approx -k (\Delta u_{\perp}/u_{\perp})$, где $k \sim 1$, т. е. в этом

температурном интервале уменьшение интенсивности за счет увеличения амплитуды колебаний не превышает 20 % и определяет лишь малую долю изменения выхода γ -квантов.

Чтобы проконтролировать изменение температуры в различных точках мишени, на поверхность 50-микронного кристалла были напылены три медно-никелевые термодпары (толщина термоэлектродов ~ 0.1 мкм), позволявшие проводить измерения в центре, на половине радиуса и на краю пластины. Результаты измерения температуры при различных токах пучка вместе с данными, полученными путем численного решения простого одномерного уравнения, учитывающего теплопроводность пластины и теплоотвод за счет излучения, приведены на рис. 2. Из них следует, что

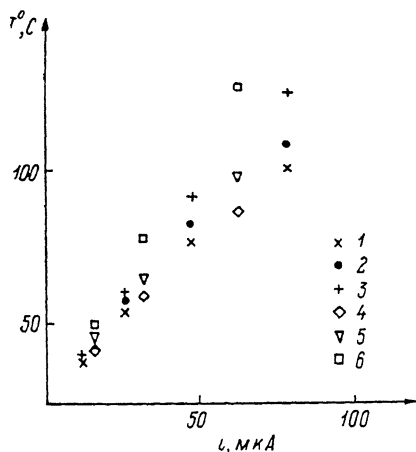


Рис. 2. Температура в различных точках мишени при различных значениях электронного тока.

1—3 — эксперимент, 4—6 — расчет. 1, 4 — край пластины; 2, 5 — половина радиуса пластины; 3, 6 — центр пластины.

с ростом интенсивности электронного пучка увеличивается перепад температуры вдоль поверхности кристалла, что приводит к неоднородному тепловому расширению и соответственно к возникновению радиальных усилий и изгибу пластины. Таким образом, при использовании ориентированной кристаллической мишени в качестве источника γ -излучения этот эффект будет являться ограничением при продвижении в область больших токов.

Список литературы

- [1] Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. // Препринт 84-11 ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1984.
- [2] Базылев В. А., Головизнин В. В. // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 2. С. 336—340.
- [3] Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 268 с.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
7 марта 1990 г.

РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ РУБИНА

Ю. В. Владимирцев, Н. Н. Куркин, Ю. Е. Несмелов, Н. К. Соловаров

Свойства фотоиндуцированной электрической доменной структуры рубина и процессы ее формирования экспериментально исследовались в работах [1—6]. Можно считать общепринятым, что формирование электрической структуры связано с образованием в облученном образце anomalно заряженных ионов хрома (Cr^{4+} и Cr^{2+}) и их пространственным перераспределением. Здесь представлены экспериментальные резуль-