

$-E_{c2} = 0.3$ эВ. Средство полупроводника к электрону $A_c = I_c - E_{c1} = 2.15$ эВ. Величина энергии электронной поляризации $P = A_c - \chi = E_{c2} - E_{c1} = 1.85$ эВ не расходится с измеренной для карбозола, составляющего скелет мономеров ПЭПК и ПВК [5].

Подобным методом в одном несложном эксперименте предлагается исследовать всю совокупность энергетических параметров и других фотополупроводников.

В заключение выражаем благодарность профессору В.Н. Добровольскому за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] N o b u o U., K a z u y u k i S. // Дэнси сясин гаккайси, Electro photography. 1987. V. 26. N 3. P. 231-239.
- [2] Демидов К.Б., Акимов И.А., Газиев З.А. Тез. 1У Всес. конф. „Бессеребряные и необычные фотографические процессы“, Черногловка, 1983. С. 35.
- [3] Гайдялис В.И., Монтримас Э.А., Пажера А.А. // Лит. физ. сб. 1977. Т. 29. № 3. С. 383-393.
- [4] G i r o G., D i M a r c o P. // Thin Solid Films. 1979. V. 59. P. 91-97.
- [5] K a r l N. // J. Chem. Phys. 1972. V. 77. N 10. P. 4870-4878.
- [6] Z i e l i n s k y M., P o r e M. // Ann. Rept. Conf., N.Y. 1984. P. 528-531.

Киевский государственный
университет им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
5 мая 1989 г.
В окончательной редакции
20 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22
06.2

26 ноября 1989 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПОЛЯРНОСТИ $CdTe$ МЕТОДОМ СТОЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН

Б.Г. Захаров, А.Ю. Казимиров,
В.Г. Кон, Е.А. Созонтов,
А.Н. Сосфенов

Монокристаллы $CdTe$ в настоящее время считаются одними из наиболее важных среди полупроводников группы A_2B_6 для создания новых более эффективных устройств микроэлектроники [1]. Их кристаллическая структура относится к пространственной группе $F\bar{4}3m$ и обладает кристаллографической полярностью вдоль направления 111, которая обнаруживает себя в анизотропии физических

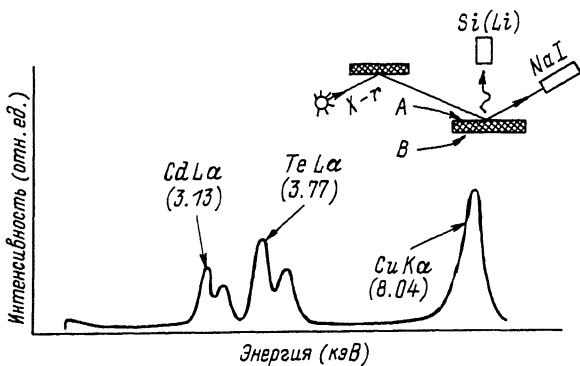


Рис. 1. Энергетический спектр флуоресцентного излучения от кристалла $CdTe$ и схема эксперимента.

и химических свойств этих кристаллов, а также приводит к сильному различию эпитаксиального роста 111 A (Cd) и B (Te) сторон [2, 3].

Полярность монокристаллов $CdTe$ до настоящего времени определялась разными методами. Однако одни из них, такие, как методы электронной микроскопии [4]; дифракции быстрых электронов [3]; Оже-электронной спектроскопии [5, 6], а также резерфордовского обратного рассеяния ионов в условиях каналирования [7], требуют достаточно сложного оборудования и малодоступны для лабораторного анализа. Другие же, такие, как методы химического травления [8-11] и рентгеновской дифракции [8, 11], недостаточно надежны. В связи с этим интересно выяснить возможности метода стоячих рентгеновских волн при регистрации флуоресцентного излучения для решения этой задачи. Впервые принципиальная возможность указанного метода определять полярность нецентросимметричных кристаллов была продемонстрирована в [12] на примере монокристалла GaP . Однако в кристаллах GaP из-за большого различия в порядковых номерах элементов полярность можно относительно легко определить и по рентгенодифракционным данным. Для кристалла $CdTe$, элементы которого стоят в одном ряду таблицы Менделеева, указанная задача более сложна и в настоящей работе решена впервые.

Объектами исследования служили кристаллы $CdTe$, выращенные из расплава модифицированным методом Бриджмена при малых градиентах температуры на фронте кристаллизации. Выращенные кристаллы разрезались по плоскостям, совпадающим с кристаллическими плоскостями 111 с точностью около 20 угл. мин, на пластины с толщиной примерно 1 мм. Площадь пластин составляла $\approx 2 \text{ см}^2$. Поверхность пластин обрабатывалась по стандартной технологии, включая полирующее химическое травление для исключения влияния дефектов обработки.

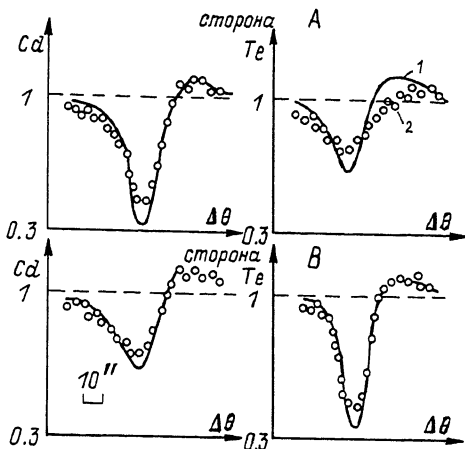


Рис. 2. Теоретические (1) и экспериментальные (2) кривые выхода флуоресцентного излучения с разных сторон кристалла $CdTe$ (111). Сторона А – на поверхности Cd ; сторона В – на поверхности Te .

Эксперимент проводился в двухкристальной бездисперсионной схеме симметричной дифракции рентгеновских лучей по Брэггу (рис. 1). Использовалось 111 отражение $CuK\alpha$ излучения. Монохроматором служил совершенный монокристалл $InSb$. Регистрировались отраженный рентгеновский пучок, а также флуоресцентное излучение $CdL\alpha$ и $TeL\alpha$. Для регистрации флуоресценции использовался $Si(Li)$ детектор с разрешением ≈ 180 эВ. Энергетический спектр в исследуемом интервале энергий показан на рис. 1. Источником рентгеновских лучей была стандартная рентгеновская трубка БСВ-29. При напряжении на аноде 40 кВ и токе 30 мА интенсивность счета флуоресцентных квантов составляла ~ 10 имп/с. Время измерений находилось в пределах от 20 до 60 мин.

Результаты измерения угловой зависимости интенсивности выхода $CdL\alpha$ и $TeL\alpha$ флуоресценции из обеих сторон кристалла-образца показаны на рис. 2. На том же рисунке представлены теоретические кривые, полученные по известной процедуре (см., например, [13]) с учетом всех условий данного эксперимента, включая угловую расходимость падающего пучка. Легко заметить, что, несмотря на сильное экстинкционное и аппаратное искажения, угловые зависимости $CdL\alpha$ и $TeL\alpha$, флуоресценции сильно различаются между собой по форме, причем это имеет место при отражении рентгеновского пучка от обеих граней.

Таким образом, метод стоячих рентгеновских волн при регистрации $CdL\alpha$ и $TeL\alpha$ флуоресценции позволяет надежно идентифицировать полярность граней 111 кристаллов $CdTe$ без разрушения образца. Следует отметить, что сравнение экспериментальных

кривых с расчетом позволяет определить, какой сорт атомов образует поверхность кристалла за одно измерение любого вторичного излучения с любой поверхности. Другими словами, достаточно одной из четырех приведенных на рис. 2 кривых. Без теоретического расчета можно определить полярность по двум кривым для атомов обоих сортов с какой-либо поверхности. Поверхность образуют атомы того сорта, форма кривой флуоресценции для которых имеет более глубокий провал.

Физическая природа такого поведения угловой зависимости обусловлена спецификой движения узлов и пучностей стоячей рентгеновской волны при изменении угла падения рентгеновского пучка на кристалл. Как известно из теории, в угловой области $\theta < \theta_B$ (слева от области полного дифракционного отражения ПДО) пучности стоячей рентгеновской волны находятся между атомными плоскостями. При сканировании через область ПДО слева направо пучности перемещаются на половину межплоскостного расстояния в направлении внешней нормали к поверхности кристалла. В результате слой атомов, который не образует поверхность (*Te* на А-стороне и *Cd* на В-стороне), быстрее попадает в область максимума интенсивности рентгеновской волны и дольше находится в этой области. Соответственно, он дает выход флуоресцентных квантов, значительно превышающий внебрегговский фон. Более подробно об этом см. [13]. Однако из-за влияния эффекта экстинкции и после свертки с кривой отражения монохроматора эта картина сильно искажается и проявляется только в существенном уменьшении провала по сравнению с кривой для атомов, образующих поверхность.

Отметим в заключение, что сравнение экспериментальных кривых угловой зависимости выхода флуоресценции с теорией позволяет автоматически решить и другую практически важную задачу, а именно оценить степень структурного совершенства исследуемого образца. Однако это обстоятельство является одновременно преимуществом и недостатком данного метода определения полярности, поскольку в кристаллах с большими полями искажений, например с высокой плотностью дислокаций, информативность метода стоячих рентгеновских волн резко падает.

Авторский коллектив выражает благодарность М.В. Ковальчуку и С.М. Желудевой за всестороннее обсуждение полученных результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Proceedings of the third international conference on II-VI compounds. Monterey, CA, USA, (12-17 July 1987)// J. Cryst. Growth, 1988, V. 86, N 1-4.
- [2] F a u r i e J.P. // J. Cryst. Growth, 1987, V. 81, N 1-4, P. 483-488.
- [3] H s u C., S i v a n a n t h a n S., C h u X., F a u r i e J.P. // Appl. Phys. Lett. 1986, V. 48, N 14, P. 908-910.

- [4] Lu G., Cockayne D.J.H. // *Philos. Mag.* 1986. V. A53. N 1. P. 307-315.
- [5] Lu Y.-C., Stahle C.M., Morimoto J., Bube R., Feigelson R.S. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 3. P. 924-927.
- [6] Lu Y.-C., Stahle C.M., Feigelson R.S., Morimoto J. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 62, N 11, P. 4453-4459.
- [7] Chami A.C., Ligeon E., Danielou R., Fontenille J. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. N 18. P. 1502-1504.
- [8] Warekois E.P., Lavine M.C., Mariano A.N., Gatos H.C. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. N 2. P. 690-696.
- [9] Nakagawa K., Maeda K., Takeuchi S. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. V. 34. N 9. P. 574-575.
- [10] Lu Y.-C., Route R.K., Elwell D., Feigelson R.S. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1985. V. A3. N 1. P. 264-270.
- [11] Fewster P.F., Whiffin A.C. // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. N 8. P. 4668-4670.
- [12] Trucano P. // *Phys. Rev. B.* 1976. V. 13. N 6. P. 2524-2531.
- [13] Ковальчук М.В., Кон В.Г. // *УФН.* 1986. Т. 149. № 1. С. 69-103.

Институт кристаллографии
им. А.В. Шубникова
АН СССР

Поступило в Редакцию
1 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
4 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22 26 ноября 1989 г.
09;10

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ МАГНЕТРОН 30 СМ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Д.В. Александрович, А.Р. Борисов,
А.Н. Лякшев, А.С. Сулакшин,
Л.Ф. Черногалова, Г.П. Фоменко

Выполнение этой работы обусловлено существованием ряда практических применений мощного СВЧ излучения дециметрового диапазона.

Экспериментально исследовался релятивистский магнетрон, рассчитанный на длину волны 30 см. Равнорезонаторный анодный блок