

новых линий. Однако их частоты в пределах точности эксперимента совпадают с частотами линий, наблюдаемых в диагональных ориентациях, и мы считаем, что они появляются в силу поляризационных нарушений из-за доменной структуры. Как и в диагональных ориентациях, линия вблизи  $20 \text{ см}^{-1}$  быстро исчезает в крыле рэлеевской линии при повышении температуры, так что выше  $170 \text{ К}$  она не наблюдается.

Полученные результаты показывают, что температурная зависимость спектров КР в кристалле RSC аналогична случаям  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  и  $\text{Rb}_2\text{ZnBr}_4$  и не столь проста, как в  $\text{K}_2\text{SeO}_4$ . Хотя в RSC и наблюдается квазиамплитудная мода вблизи  $23 \text{ см}^{-1}$ , но она исчезает в крыле рэлеевской линии еще в пределах соразмерной сегнетоэлектрической (lock-in) фазы и ее температурную зависимость через несоразмерную фазу проследить не удастся. Признаков квазифазона в исследованном температурном интервале обнаружить не удалось. Значительные ширины линий спектров указывают на большой ангармонизм колебаний. Отсутствие структурных данных для RSC не позволяет сделать каких-либо количественных выводов. Однако мы считаем, что в RSC амплитуды тепловых колебаний как анионов, так и катионов весьма значительны, так что механизм упорядочения в этом кристалле (в отличие от селената калия) играет большую роль — ситуация, имеющая место во многих соединениях со структурой  $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$  [13].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Amit M., Horowitz A., Makovsky J. Israel J. Chem., 1972, vol. 10, № 3, p. 715—719.
- [2] Sawada S., Shiroishi Y., Yamamoto A. Ferroelectrics, 1978, vol. 21, № 1/2/3/4, p. 413—414.
- [3] Gesi K. J. Phys. Soc. Jap., 1985, vol. 54, № 7, p. 2401—2403.
- [4] Vanek P., Břesina B., Havránková M., Biroš J. Phys. St. Sol. (a), 1986, vol. 95, № 2, p. K101—K103.
- [5] Бржезина Б., Ванек П., Есаян С. Х., Караев А. Д., Леманов В. В. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2802—2807.
- [6] Wada M., Sawada A., Ishibashi Y., Takagi Y. J. Phys. Soc. Jap., 1977, vol. 42, № 4, p. 1229—1234.
- [7] Inoue K., Ishibashi Y. J. Phys. Soc. Jap., 1983, vol. 52, № 2, p. 556—561.
- [8] Wada M., Sawada A., Ishibashi Y. J. Phys. Soc. Jap., 1978, vol. 45, № 4, p. 1429—1430.
- [9] Wada M., Sawada A., Ishibashi Y. J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 47, № 4, p. 1185—1190.
- [10] Takahige M., Nakamura T., Udagawa M., Kojima S., Hirotsu S., Sawada A. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 48, № 1, p. 150—156.
- [11] Francke E., Le Postollec M., Mathieu J. P., Poulet H. Sol. St. Commun., 1980, vol. 35, № 2, p. 183—185.
- [12] Rasing Th., Wyder P., Janner A., Janssen T. Phys. Rev. B, 1982, vol 25, № 12, p. 7504—7519.
- [13] Itoh K., Hinasada A., Matsunaga H., Nakamura E. J. Phys. Soc. Jap., 1983, vol. 52, № 2, p. 664—670.

Ростовский-на-Дону  
государственный университет НИИФ  
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию  
8 июля 1987 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

## ИЗОКОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ДИФФУЗИЯ БОРА В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

Е. Н. Мохов, Е. Е. Гончаров, Г. Г. Рябова

Диффузионное распределение многих примесей в SiC имеет сложный ступенчатый профиль с отчетливо выраженным крутым приповерхностным участком [1]. Природа такого аномального характера диффузии

в SiC, особенно в диапазоне высоких концентраций примеси, остается до сих пор невыясненной. В этой связи представляет интерес изучение изоконцентрационной диффузии, в которой концентрация диффундирующей примеси практически постоянна, отсутствует влияние внутреннего электрического поля, а концентрация дефектов, влияющих на миграцию примеси, очевидно, не слишком отличается от равновесной [2].

В настоящей работе исследовалась изоконцентрационная диффузия изотопа  $^{10}\text{B}$  в SiC, легированном изотопом  $^{11}\text{B}$ . Для этого на образец SiC с помощью «сублимационного сэндвич-метода» [3] наращивался монокристаллический слой SiC( $^{11}\text{B}$ ), поли-типа 6H, с концентрацией  $^{11}\text{B}$   $(5 \div 6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Далее в образец проводилась диффузия изотопа  $^{10}\text{B}$  из паровой фазы или из предварительно напущенного слоя SiC( $^{10}\text{B}$ ). Темпера-

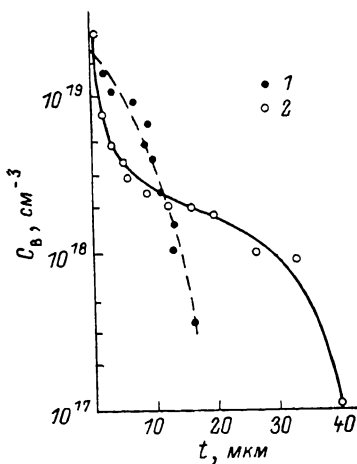


Рис. 1. Диффузионное распределение бора в карбиде кремния.

1 — изоконцентрационная диффузия изотопа  $^{10}\text{B}$  в SiC ( $^{11}\text{B}$ ) с концентрацией  $^{11}\text{B}$   $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . 2 — химическая диффузия  $^{10}\text{B}$  в SiC  $n$ -типа проводимости. Температура диффузии —  $2250^\circ\text{C}$ , время — 1 час. Пунктир —  $\text{erfc}$ -функция.

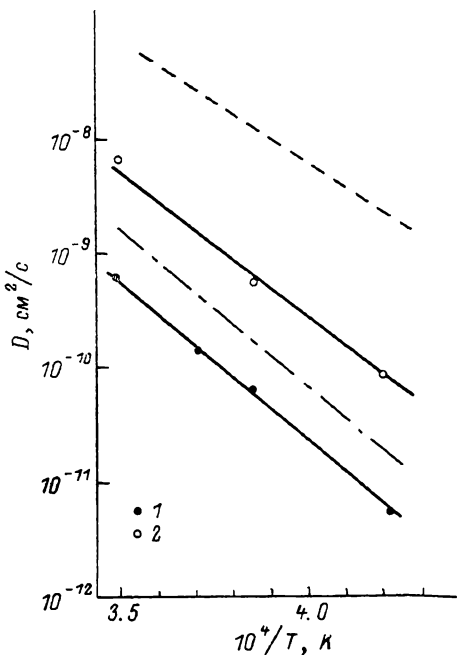


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии бора от обратной температуры.

1 — изоконцентрационная диффузия изотопа  $^{10}\text{B}$  в SiC ( $^{11}\text{B}$ ) ( $C_{^{11}\text{B}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). 2 — химическая диффузия  $^{10}\text{B}$  в SiC  $n$ -типа проводимости. Штриховой линией показана диффузия бора в SiC(Al) ( $C_{\text{Al}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Штрихпунктир — химическая диффузия в собственном SiC.

тура диффузии варьировалась в пределах  $1800 \div 2500^\circ\text{C}$ , продолжительность составляла 1  $\div$  5 час. Диффузионное распределение снималось методом трековой автордиографии [4] с использованием ядерной реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ . Полученные результаты по изоконцентрационной диффузии сравнивались с данными по химической диффузии бора в SiC,  $n$ -типа проводимости, осуществляемой при тех же условиях.

Типичное диффузионное распределение  $^{10}\text{B}$  в SiC( $^{11}\text{B}$ ) приведено на рис. 1. Оно имеет стандартный вид и может быть описано одним коэффициентом диффузии ( $D_{is}$ ). Сравнение с химической диффузией показывает, что для приповерхностной области концентрационного профиля величина  $D_{is}$  выше коэффициента химической диффузии ( $D_{ch}$ ), рассчитанного методом Больцмана—Матано, в то время как для концентраций бора  $C^B > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , напротив  $D_{ch} > D_{is}$ .

На рис. 2 представлена температурная зависимость  $D_{is}$ , которая неплохо описывается уравнением Аррениуса

$$D_{is} = 3 \cdot 10^{-12} \exp(-5.5 \text{ эВ}/kT) \text{ см}^2/\text{с}.$$

На том же рис. 2 приведены также данные по  $D$  ( $1/T$ ) для объемной ветви химической диффузии и для случая диффузии бора в собственном SiC, когда  $C_s \ll n_i$  ( $C_s$  — поверхностная концентрация бора).

При анализе полученных данных следует учесть, что бор в SiC является акцепторной примесью, а следовательно, с повышением его концентрации при условии, что  $C^B > n_i$ , его коэффициент диффузии должен возрастать [6]. Однако, как показывает эксперимент,  $D_{is}$  оказывается даже ниже, чем в случае диффузии в собственном SiC. Различие в диффузионной подвижности бора становится особенно значительным, если сравнить  $D_{is}$  с коэффициентом объемной диффузии  $D^B$  в SiC,  $p$ -типа проводимости, легированном алюминием (рис. 2). Как видно, при одинаковой концентрации акцепторной примеси коэффициент диффузии в SiC<Al> почти на три порядка выше, чем в SiC<B>.

Можно было бы предположить, что различие в характере концентрационных распределений для химической и изоконцентрационной диффузии обусловлено наличием в первом случае градиента концентрации диффундирующей примеси. Действительно, неоднородное распределение примеси может стимулировать инжекцию в диффузионную зону неравновесных дефектов, например междоузельных атомов [6] или вакансий [7]. Это приводит к возникновению в полупроводнике градиента концентрации дефектов, противоположного по направлению градиенту концентрации примеси. Если инжектируемые дефекты ответственны за миграцию примеси, тогда будет наблюдаться замедление скорости диффузии в приповерхностной области концентрационного распределения и напротив, — ускорение диффузии в объемной ее части. С такой концепцией в принципе согласуется экспериментально наблюдаемое увеличение скорости диффузии бора с ростом поверхностной концентрации диффузанта [1]. Однако в рамках подобных представлений трудно понять, почему аномальный характер распределения бора с крутым приповерхностным участком сохраняется и в случае диффузии бора в сильно легированном SiC [5], когда градиент концентрации примеси отсутствует.

Вместе с тем полученные результаты можно непротиворечиво объяснить, предположив, что в сильно легированной бором приповерхностной области имеется повышенная концентрация ловушек для диффузионно-активного состояния бора. Наличие этих ловушек резко снижает время жизни диффузионно-активных состояний бора и сказывается прежде всего на величине  $D_0$ . В то же время энергия активации  $\Delta E$  сравнительно слабо зависит от условий проведения диффузии и концентрации диффузанта, что, вероятно, свидетельствует в пользу единого механизма диффузии бора как в приповерхностной, так и в объемной области концентрационного профиля.

Естественно предположить, что такими ловушками являются атомы бора, находящиеся в узлах решетки и образующие с подвижным состоянием бора малоподвижные ассоциаты, включающие в себя несколько атомов бора. Такое предположение подтверждается как большой энергией связи атомов бора, так и экспериментально наблюдаемыми при диффузии процессами, приводящими к образованию на поверхности образцов SiC включений фазы, обогащенной бором [8].

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Водакову за помощь в проведении работы и обсуждении ее результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Vodakov Yu. A., Mokhov E. N. Silicon Carbide—1973, South Carol. Univ. Press, 1974, p. 508—514.
- [2] Атомная диффузия в полупроводниках / Под ред. Д. Шюу. М.: Мир, 1975. 684 с.
- [3] Vodakov Yu. A., Mokhov E. N., Ramm M. G., Roenkov A. D. Krist. u. Techn. 1979, Bd 14, H. 6, S. 729—741.
- [4] Гончаров Е. Е., Рябова Г. Г., Мозов Е. Н. Isotopenpraxis 1984, vol. 20, N 12, p. 452—454.

- [5] Мохов Е. Н., Гончаров Е. Е., Рябова Г. Г. ФТП, 1984, т. 18, № 1, с. 49—53.  
 [6] Schaake H. F. J. Appl. Phys., 1980, vol. 19, N 4, p. 1208—1211.  
 [7] Yoshida M. Jap. J. Appl. Phys., 1980, vol. 19, N 12, p. 2427—2440.  
 [8] Мохов Е. Н., Зверев Б. П., Рамм М. Г., Усманова М. М. Неорг. мат., 1980, т. 16, № 12, с. 2153—2156.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград

Поступило в Редакцию  
 8 июля 1987 г.

УДК 538.652

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

## ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДОМЕНОВ И СТРИКЦИЯ В СПИРАЛЬНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

И. В. Швец, А. А. Минаков, В. Г. Веселаго

Антиферромагнетики, как правило, разбиты на области (домены), отличающиеся направлениями вектора антиферромагнетизма, который в соответствии с симметрией кристаллической решетки направлен вдоль одного из эквивалентных направлений в кристалле. К настоящему моменту доменная структура антиферромагнетиков (ДСА) изучена мало. Изучение ДСА затруднено тем, что магнитный момент каждого домена в отличие от ферромагнетиков равен нулю.

При помощи рентгенографии [1] было установлено, что в антиферромагнетике  $ZnCr_2Se_4$  переход из парамагнитного состояния в антиферромагнитное (температура Нееля — 21 К) сопровождается тетрагональными искажениями кубической кристаллической решетки вдоль одной из трех эквивалентных осей типа [100] на величину  $\Delta a/a = -3 \cdot 10^{-4}$ . Нейтроннографические исследования [2] показали, что при температуре ниже температуры Нееля спиральный антиферромагнетик  $ZnCr_2Se_4$  разбит на домены, причем векторы  $q$  распространения спирали каждого из доменов параллельны одной из осей типа [100]. В магнитном поле, большем 5 кЭ, приложенном вдоль направлений типа [100], начинается переориентация доменов и в поле, примерно равном 8 кЭ, образец становится однодоменным с  $q$ , параллельным направлению приложенного поля. При температуре 4.2 К после уменьшения величины поля до нуля наведенная полем ДСА релаксирует к равновесному состоянию в течение нескольких часов. Из [1, 2] можно заключить, что процессы переориентации доменов в  $ZnCr_2Se_4$  должны сопровождаться необратимой стрикцией при температуре 4.2 К и тетрагональное сжатие в образце вдоль направления [100] пропорционально изменению суммарного объема  $\vartheta_{[100]}$  доменов с  $q$ , параллельным [100]. Мы измерили стрикцию  $ZnCr_2Se_4$  вдоль оси типа [100] при помощи пленочного микротензодатчика, описанного в [3]. Датчик напылен на поверхность кристалла и не оказывает на него заметного механического воздействия. В полях, меньших 5 кЭ, при 4.2 К происходит обратимая объемная стрикция — стрикция, одинаковая вдоль трех эквивалентных направлений типа [100] и равная  $\Delta a/a = -1.2 \cdot 10^{-5}$ . Объемная стрикция связана, вероятно, с отклонением спинов спирального антиферромагнетика из плоскостей, перпендикулярных к вектору распространения спирали  $q$ , в направлении магнитного поля. При величине поля  $\sim 5$  кЭ наблюдается необратимая линейная стрикция с сохранением объема, которая связана с переориентацией ДСА. При этом кристалл сжимается в направлении поля и величина стрикции, соответствующей переходу образца в однодоменное состояние, равна  $-1.5 \cdot 10^{-4}$ . После уменьшения величины поля до нуля начинается релаксация стрикции, вызванная релаксацией доменной структуры к равновесному состоянию.