

- [1] Горлов А.Д. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1422–1426.  
 [2] Cashion J.D., Prowse D.B., Vas A. // J. Rhys. C. 1973. V. 6. N 16. P. 2611–2624.  
 [3] Cook D.C., Cashion J.D. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 3. P. 605–613.  
 [4] Rosental J., Riley R.F., Ranon U.U. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 2. P. 625–628; Urban W. // Phys. Stat. Sol. (b). 1971. V. 46. N 2. P. 579–591.  
 [5] Levin L.I., Gorlov A.D. // J. Rhys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. N 8. P. 1981–1992.  
 [6] Newman D.J., Urban W. // Adv. Phys. 1973. V. 24. N 2. P. 793–810.  
 [7] Levin L.I. Rhys. Stat. Sol. (b). 1986. V. 134. N 1. P. 275–280.  
 [8] Бондарь И.А. и др. Соединения редкоземельных элементов. М.: Наука, 1983. 284 с.

НИИ физики и прикладной математики  
 при Уральском государственном университете  
 Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
 10 июня 1993 г.

УДК 537

© Физика твердого тела, том 35, № 11, 1993  
 Solid State Physics, vol. 35, N 11, 1993

## ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ УРОВНЯ ФЕРМИ В ТИТАНАТЕ СТРОНЦИЯ

*А.И.Дедык, Г.Д.Лоос, М.В.Павловская, Л.Т.Тер-Мартиросян*

В конденсаторных структурах на основе титаната стронция  $\text{SrTiO}_3$  ( $ST$ ) большую роль играют условия на контакте электрод– $ST$ , определяемые соотношением работ выхода  $ST$  и материала электрода. Известно, что работа выхода  $\Phi_{ST}$  существенно зависит от состояния поверхности, в частности от насыщения ее кислородом [1,2]. Поэтому в качестве характеристики материала удобно выбрать положение уровня Ферми вдали от поверхности. Соответствующие количественные данные в литературе отсутствуют.

Целью настоящей работы является оценка положения уровня Ферми в высококачественном монокристалле  $ST$  по экспериментальным температурным зависимостям проводимости и подвижности носителей заряда в предположении, что носителями заряда являются дырки в валентной зоне [3].

Были изготовлены конденсаторные структуры на основе монокристаллов  $ST$ , выращенных по методу Вернейля. Толщина структур 130–400 мкм, электроды из никеля наносились термическим испарением в вакууме. Измерения вольт-амперных характеристик образцов в полях до  $\sim 3 \cdot 10^5$  В/м позволили определить проводимость  $\sigma$  материала в интервале температур 4.2–400 К (рис. 1). Заметим, что при  $T \lesssim 100$  К получены значения  $\sigma$  лишь при двух значениях температуры, поэтому соответствующий участок усредненной зависимости изображен штрихом.

Для расчетов мы воспользовались экспериментально определенными значениями подвижности  $\mu$  свободных носителей заряда в монокристаллах  $ST$  в интервале температур 100–375 К [4] (рис. 1). Поскольку проводимость исследованных нами кристаллов весьма близка к проводимости образцов, описанных в работе [4] ( $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$  при  $T \simeq 300$  К), можно считать, что данные по подвижности и проводимости относятся к одинаковым кристаллам.

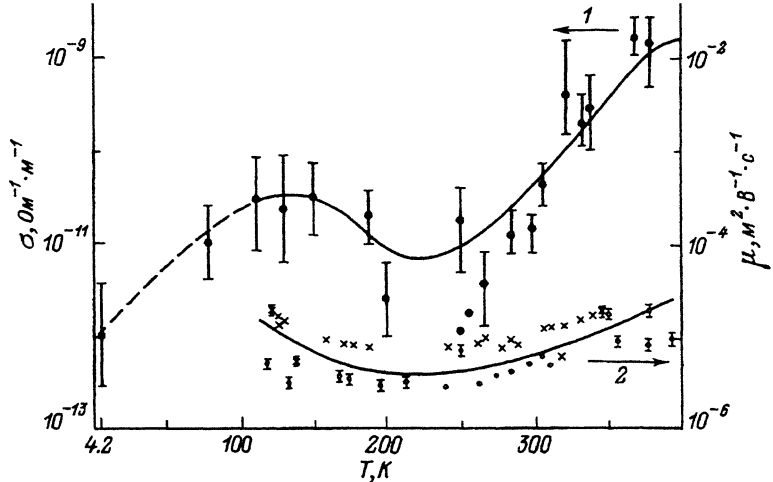


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости  $\sigma(1)$  и подвижности  $\mu(2)$  [4] монокристаллов титаната стронция.

Сплошными и штриховыми линиями показаны соответствующие усредненные зависимости.

По полученным таким образом данным были рассчитаны значения концентрации  $P = \sigma/|e|\mu$  свободных носителей заряда в  $ST$  с учетом погрешностей оценок  $\sigma$  и  $\mu$  (рис. 2) в интервале температур  $\sim 100 \div 350$  К, в котором имелись данные и по  $\sigma$ , и по  $\mu$ . Учитывая, что в кристалле  $ST$  наиболее вероятна монотонная зависимость концентрации  $P$  свободных носителей заряда от температуры, следует принять, что при  $T \leq 225$  К  $P = \text{const}$  (см. рис. 2 и таблицу).

По найденным значениям концентрации  $P$  можно оценить положение уровня Ферми  $E_F$  относительно потолка валентной зоны  $E_v$  для невырожденного газа носителей заряда [5]

$$E_F - E_v = K_B T \ln\left(\frac{N_v}{P}\right), \quad (1)$$

где  $N_v$  — эффективное число состояний в валентной зоне, для оценки которого эффективная масса дырки принята равной массе свободного электрона. Рассчитанные по (1) значения  $E_F - E_v$  также сведены в таблицу.

Видно, что при  $T \lesssim 100$  К уровень Ферми в кристалле  $ST$  находится вблизи потолка валентной зоны, с ростом температуры смещается к зоне

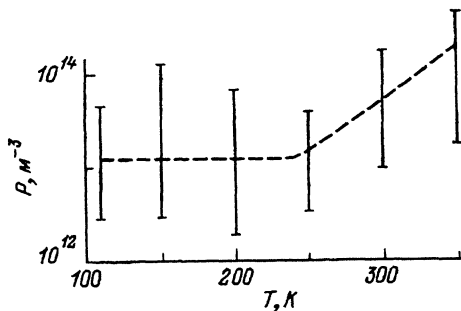


Рис. 2. Расчетная температурная зависимость концентрации дырок в монокристалле титаната стронция.

$T,$ К	$P,$ $10^{13} \text{М}^{-3}$	$E_F - E_v,$ эВ	$\Phi_{ST},$ эВ
109	$1.2 \pm 1.1$	$0.24 \pm 0.02$	$6.2 \pm 0.2$
150	$1.2 \pm 1.1$	$0.36 \pm 0.02$	$6.0 \pm 0.2$
200	$1.2 \pm 1.1$	$0.49 \pm 0.03$	$5.9 \pm 0.2$
250	$1.5 \pm 1.4$	$0.63 \pm 0.04$	$5.8 \pm 0.2$
300	$5 \pm 4$	$0.71 \pm 0.03$	$5.7 \pm 0.2$
350	$20 \pm 18$	$0.81 \pm 0.04$	$5.6 \pm 0.2$

проводимости, оставаясь в нижней половине запрещенной зоны (ширина запрещенной зоны  $ST$   $E_g \approx 3.2$  эВ [6]).

Если не учитывать явлений в приповерхностном слое кристалла  $ST$ , полученные таким образом расчетные значения  $E_F - E_v$  позволяют оценить соответствующие значения работы выхода  $ST$ .

Результаты экспериментов с различными металлическими электродами на монокристаллах  $ST$  с повышенной проводимостью (восстановленных) при комнатной температуре [6] позволяют оценить электронное сродство (разность между энергией свободного электрона и дном зоны проводимости  $ST$ ):  $\chi = 3.2 \pm 0.2$  эВ.

Тогда работа выхода  $ST$  без учета изгиба зон в приповерхностном слое  $ST$  до контакта с металлом равна

$$\Phi_{ST} = \chi - E_g - (E_F - E_v). \quad (2)$$

Оценки  $\Phi_{ST}$  по (2) приведены в таблице. С понижением температуры  $\Phi_{ST}$  повышается от  $5.6 \pm 0.2$  эВ при 350 К до  $6.2 \pm 0.2$  эВ при 100 К.

Обычно в конденсаторных структурах на основе  $ST$  в качестве электродов используют нормальные металлы Au, Al, Ag, Cu, Cr, Ni. Работа выхода  $\Phi_M$  этих металлов лежит в пределах 4.3–4.6 эВ [7], т.е.  $\Phi_m < \Phi_{ST}$ . Следовательно, у контакта за счет перехода электронов из электрода в  $ST$  возникает область отрицательного объемного заряда, что соответствует изгибу энергетических зон вниз. Существование на контакте металл- $ST$  барьера для дырок наблюдалось экспериментально [4]. Можно предположить, что образование объемного заряда сопровождается захватом электронов акцепторными уровнями в кристалле  $ST$ . При воздействии внешнего напряжения толщина области объемного заряда будет возрастать за счет инжекции электронов из катода в кристалл  $ST$  [8].

В последнее время возник интерес к проблеме создания электродов из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП)  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [9], работа выхода которого лежит в пределах 5.2–6.0 эВ при температурах от 85 до 300 К. При снижении концентрации кислорода в ВТСП работа выхода возрастает до 6.3–7.5 эВ [10]. Приведенные выше оценки  $\Phi_{ST}$  показывают, что в случае электродов из ВТСП возможна реализация контактов с весьма малыми толщиной области, занятой объемным зарядом, и изгибами энергетических зон в кристалле  $ST$ , т.е. возможна реализация почти омических контактов.

## Список литературы

- [1] Ahmad L. // Phys. Stat. Solidi. 1968. V. 29. N 1. P. 179-185.
- [2] Бурсиан Э.В. Нелинейный кристалл. Титанат бария. М.: Наука, 1974. 296 с.
- [3] Холкин А.Л., Сезонов Ю.И., Трепаков В.А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1252-1254.
- [4] Keroack D., Lepine V., Brebner J.L. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 5. P. 833-842.
- [5] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [6] Carnes J.E., Goodman A.M. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 8. P. 3091-3096.
- [7] Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1981. 340 с.
- [8] Вендик О.Г., Дедык А.И., Дмитриева Р.В. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 684-689.
- [9] Борисовский К.Е., Дедык А.И., Плоткина Н.В. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 4. С. 762-765.
- [10] Шкуратов С.И., Месяц В.Г., Иванов С.Н. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 6. Ч. 2. С. 1214-1221.

Санкт-Петербургский  
электротехнический университет

Поступило в Редакцию  
17 июня 1993 г.