

При низких значениях U ток через МДП меньше, следовательно, в ПДП структуре существует дополнительная возможность для перехода электрона из CdTe в $Cu_{1.8}S$. Одна из вероятных гипотез указанного различия связана с тем, что в случае ПДП структуры туннельный переход I_p (рис. 1) является прямым (без участия фонона или частицы примеси). Для МДП структуры указанный переход может реализоваться посредством непрямого туннелирования. Вероятность непрямого туннелирования меньше, следовательно, в МДП доминируют термоактивационные процессы.

Таким образом, условия переноса неосновных носителей заряда через переход, а также протекание обратного туннельного тока одинаковы для МДП и ПДП структур. Принципиальная разница в переносе основных носителей тока определяется блокированием запрещенной зоной $Cu_{1.8}S$ потока электронов из CdTe при прямых смещающих напряжениях. Значения $\beta > 2$ определяют более высокую фотовольтовую чувствительность структуры $Cu_{1.8}S-TeO_2-CdTe$. С последним связаны и более высокие значения КПД солнечного преобразователя (10—11 %), наблюдавшиеся нами на подобных структурах.

Кроме того, следует отметить и более высокую технологичность ПДП тонкопленочных поликристаллических структур. Последнее связано с тем, что большие, чем в случае металлов, толщины слоев $Cu_{1.8}S$ позволяют проще получать сплошную (без разрывов) пленку на рельефной поверхности фоточувствительной компоненты.

Список литературы

- [1] Павелец С. Ю., Сванидзе Т. М., Тарасенко В. П. // УФЖ. 1983. Т. 28. В. 4. С. 581—585.
- [2] Павелец С. Ю., Папидзе И. В., Сванидзе Т. М., Федорус Г. А. // Оптоэлектрон. и полупроводн. техн. 1983. № 3. С. 73—78.
- [3] Борковская О. Ю., Дмитрук Н. Л., Павелец С. Ю. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 24. С. 1490—1493.
- [4] Павелец С. Ю., Папидзе В. П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 11. С. 2388—2390.
- [5] Popron I. P., Siffert P. // Rev. Phys. Appl. 1977. V. 12. N 2. P. 427—430.
- [6] Mead C. A., Spitzer W. G. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N A713. P. 713—716.
- [7] Зинец О. С., Кильчицкая С. С., Стриха В. Н. // Гелиотехника. 1984. № 6. С. 8—13.
- [8] Комащенко В. Н., Федорус Г. А. // УФЖ. 1972. Т. 17. В. 7. С. 1076—1081.
- [9] Горбик П. П., Комащенко В. Н., Федорус Г. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1276—1280.
- [10] Павелец С. Ю., Сванидзе Т. М., Тарасенко В. П. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1330—1332.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 1.06.1990
Принято к печати 7.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ МЕЖСЛОЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРАХ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$

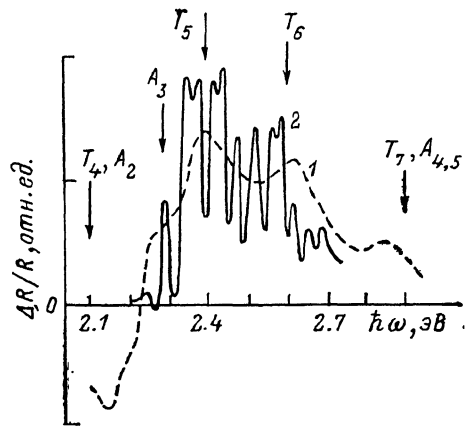
Велиюлин Э. И., Кахраманов С. Ш.,
Евстигнеев А. М., Антощук В. В.

Кристаллы $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$ используются в качестве термоэлектрического материала и имеют гексагональную ячейку, состоящую из набора сравнительно далеко отстоящих квинтетов, между которыми осуществляется слабое ван-дер-ваальсовское взаимодействие [1]. Последнее обстоятельство, а именно слабость химической связи атомов соседних слоев позволяет предположить, что электронную систему в объеме $(Bi_2Te_3)_x(Bi_2Se_3)_{1-x}$ можно рассматривать как некоторый аналог двумерного электронного газа. Отметим, что в проводимых

до сих пор исследованиях проявления соответствующих этому предположению «квазидвумерных» особенностей в оптических спектрах данных кристаллов не обнаружено [2-5]. Настоящая работа посвящена выявлению таких особенностей в оптической плотности состояний $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_x(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{1-x}$ и исследованию их проявлений в спектрах электромодулированного отражения.

Исследовано электроотражение (ЭО) пластинчатых монокристаллов $n\text{-}(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_x(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{1-x}$ с концентрацией свободных носителей заряда $(1 \div 3) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и коэффициентом термоэдс $-50 \div -200 \text{ мкВ/К}$. Спектры ЭО измерены в интервале энергий 2.0—3.0 эВ по электролитической методике на частоте первой гармоники модуляции (2.2 кГц) на установке, обеспечивающей чувствительность $5 \cdot 10^{-6}$ при спектральном разрешении 4 мэВ. Электрический контакт к образцу осуществляли нанесением жидкой In—Ga-эвтектики на его тыльную грань, изолированную от электролита (водный раствор 1 н. KCl) слоем очищенного парафина. Электродный потенциал контролировали по насыщенному каломельному электроду сравнения, для поляризации использовали Pt-противоэлектрод. Напряжение модулирующего электрического поля в образце рассчитывали по независимым измеренным вольт-фарадным характеристикам структуры $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_x(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{1-x}$ —электролит. Все измерения ЭО выполнены при комнатной температуре в неполяризованном свете.

Результаты исследований спектров ЭО монокристалла $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.1}(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{0.9}$ по-



Спектр ЭО кристалла $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.1}(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{0.9}$.

Смещение, В: 1 — -0.38 , 2 — -0.46 . Модуляция, мВ: 1 — 600, 2 — 200.

казаны на рисунке. Кривая 1 типична для спектров ЭО, измеренных при модуляциях, превышающих 0.5 В. Полученные в этих условиях спектры ЭО имеют сильное сходство со спектрами ЭО, приведенными в работе [3]. Однако с уменьшением модулирующего напряжения до величин порядка 100—200 мВ спектр ЭО меняется (кривая 2), трансформируясь в систему резких пиков, огибающая которых воспроизводит кривую 1.

При анализе спектров ЭО типа кривой 2 необходимо учесть, что в данном энергетическом диапазоне проявляются сигналы ЭО, принадлежащие пяти различным критическим точкам [4]. На рисунке видно, что энергии пиков и перегибов на кривой 1 близки к энергиям междузонных оптических переходов в Bi_2Se_3 , указанным стрелками. В то же время с каждым пиком на кривой 1 можно сопоставить как минимум дублетную структуру пиков на кривой 2, причем некоторые пики в дублетах также обнаруживают более слабо выраженное дополнительное расщепление.

Такое поведение спектров ЭО согласуется с предсказаниями работы [6], содержащей расчет эффекта Франца—Келдыша в слоистом кристалле с учетом межслоевого взаимодействия. Электрооптические функции анизотропного кристалла вычислены в [6] с использованием интегрального преобразования Аспнеса—Хандлера—Блосси [7] в предположении слабой дисперсии энергии электронов в направлении оси анизотропии:

$$E(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2\mu_y} + I_z(1 - \cos k_x \gamma_z),$$

где E_g — ширина запрещенной зоны; μ_x и μ_y — приведенные эффективные массы в направлениях k_x и k_y ; k_x — составляющая волнового вектора вдоль оси анизотропии; I_z — энергия межслоевого взаимодействия (удвоенная величина интеграла взаимодействия в приближении сильной связи); γ_z — постоянная решетки

кристалла в направлении оси z . В работе [6] было показано, что критические точки идеализированного двумерного кристалла вследствие межслоевого взаимодействия расщепляются на две близко расположенные трехмерные критические точки M_i и M_{i+1} , разделенные энергетическим зазором $\sim 2 I_z$.

Учитывая такую специфику зонного спектра слоистого кристалла, из анализа кривой 2 получаем величину $I_z \simeq 25$ мэВ, что позволяет далее оценить приведенную эффективную массу μ_z . Принимая $\gamma_z \simeq 3$ нм [1], находим $\mu_z \simeq 0.34 m_0$. Величина напряженности электрического поля в условиях измерений кривой 2 составляет $F \simeq 3 \cdot 10^4$ В/см, отсюда характерный параметр $\lambda = 2(I_z/eF)^{1/2} \simeq 6$. Это позволяет объяснить расщепление пиков в дублетах и появление дополнительных пиков в спектре ЭО, поскольку при данных условиях должны сильно сказываться эффекты непараболичности зон и наложение сигналов от соседних критических точек, приводящее к сложной осциллирующей структуре спектра ЭО [6], качественно подобной наблюдаемой в нашем эксперименте.

В заключение отметим, что с приложением больших модулирующих напряжений тонкая структура спектра ЭО вследствие полевого уширения размывается и спектр ЭО дополнительно уширяется. Поэтому истинное значение столкновительного параметра уширения $\Gamma_{ст}$ является, вероятно, существенно меньшим, чем величина Γ , найденная из спектров ЭО кристаллов Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 в ранних работах. В частности, для кристаллов $(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_{0.1}(\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{0.9}$ величина $\Gamma_{ст}$ составляет, по нашим данным, 50—70 мэВ.

Список литературы

- [1] Гольдман Б. М., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., 1972. 320 с.
- [2] Taniguchi K., Moritani A., Hamaguchi C., Nakai J. // Surf. Sci. 1973. V. 37. N 1. P. 212—217.
- [3] Balzarotti A., Burattini E., Picozzi P. // Phys. Rev. 1971. V. B3. N 4. P. 1158—1167.
- [4] Sobolev V. V., Shutov S. D., Popov Yu. V., Shestatskii S. N. // Phys. St. Sol. 1968. V. 30. N 1. P. 349—354.
- [5] Grasso V., Mondio G., Saitta G. // Phys. Lett. 1973. V. 42A. N 7. P. 525—526.
- [6] Sasaki Y., Hamaguchi C., Moritani A., Nakai J. // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 36. N 1. P. 179—186.
- [7] Aspnes D. E., Handler P., Blossey D. F. // Phys. Rev. 1966. V. 166. N 3. P. 921—933.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 25.06.1990
Принято к печати 7.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

УФ СТИМУЛИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СИСТЕМЫ $\text{Si}-\text{SiO}_2$

Жарких Ю. С., Тычкина С. В.

Обнаружен эффект долговременного изменения зарядового состояния внешней поверхности окисной пленки на кремнии под действием ультрафиолетового (УФ) облучения.

Исследовали кремниевые пластины (p -тип, $\rho \approx 4.5$ Ом·см), окисленные при температуре 930 °С в потоке сухого очищенного кислорода. Изменением времени окисления получен набор пластин с толщинами d пленок SiO_2 от 2 до 100 нм. Измеряли контактную разность потенциалов (КРП) между исследуемой пластиной и колеблющимся над ней платиновым электродом (\varnothing 0.5 мм). Перед измерениями проводили УФ облучение пластины лампой ДРШ-250 через экран с рядом отверстий. Затем, передвигая пластину под отсчетным электродом, снимали распределение величины КРП V_K по координате x вдоль