

©1995

ВОЗРАСТАНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ ЗЕРЕН У БИКРИСТАЛЛОВ $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.23$) ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ

Н.Б.Бутко, В.Краак, С.Краузе,* Н.Я.Минина, А.М.Савин*

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова,
119899, Москва, Россия

* Институт Физики Гумбольдтского университета, г.Берлин, ФРГ
(Поступила в Редакцию 6 мая 1995 г.)

Из температурной зависимости сопротивления границы зерен бикристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ определена величина потенциального барьера на границе $\Phi_B \approx 207 \pm 4$ meV. Обнаружено возрастание высоты потенциального барьера при одноосном сжатии бикристалла в направлении, перпендикулярном границе зерен со скоростью $\partial\Phi_B/\partial\sigma = 44 \pm 4$ meV/kbar. Этот результат указывает на увеличение глубины потенциальной ямы, ограничивающей слой двумерных $2D$ -электронов на границе бикристаллов, и согласуется с наблюдаемым ранее при одноосном сжатии увеличением их концентрации. Напряженность электрического поля в слое пространственного заряда вблизи границы при сжатии усилием $\sigma = 1.5$ kbar возрастает вдвое. Это дает основание считать, что наблюдаемые эффекты скорее всего связаны с ростом при одноосной деформации положительно заряженных дефектов на границе раздела бикристаллов.

Двумерные ($2D$) электронные слои на границе раздела бикристаллов полупроводниковых материалов наблюдаются у достаточно широкого класса веществ, например, $p\text{-InSb}$ [1], $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [2], $n\text{-Ge}$ [3], $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [4]. Считается, что образование таких $2D$ -систем связано с возникновением слоя положительных зарядов на границе зерен бикристалла, источником которых являются либо оборванные связи, либо сегрегированные примеси. Это приводит к образованию пространственного заряда и изгибу зон вблизи границы раздела, в результате которого возникает в первом приближении треугольная квантовая яма. Если уровень Ферми находится выше дна ямы, то на границе бикристалла формируется двумерный зарядовый слой со знаком, противоположным знаку основных носителей, или так называемый инверсионный слой носителей заряда, отделенный с обеих сторон от массивной части кристалла обедненными слоями. Ток, протекающий перпендикулярно границе зерен бикристаллов, на своем пути встречает потенциальный барьер, равный по величине расстоянию между дном квантовой ямы и потолком валентной зоны (рис. 1,а). Очевидно, что такой энергетический барьер, находящийся в толще материала, оказывает сильное влияние на электрические свойства образца. В равной мере это касается

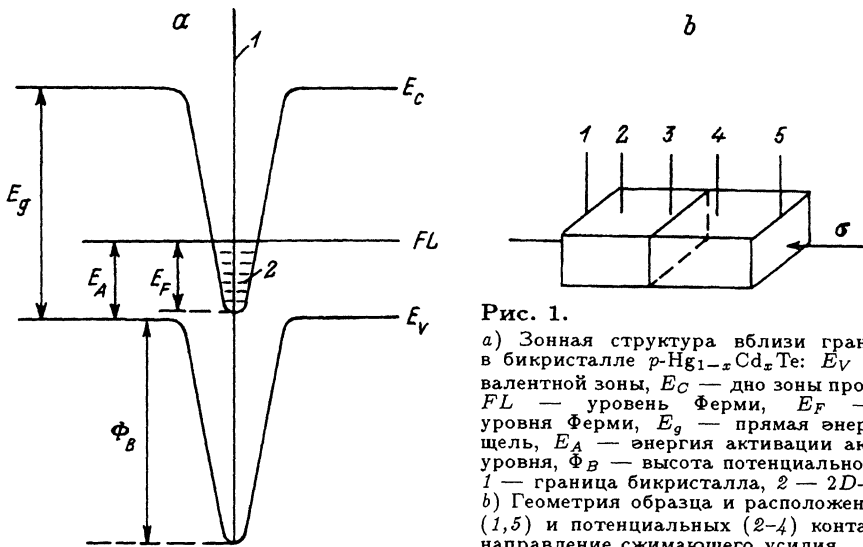


Рис. 1.

а) Зонная структура вблизи границы зерен в бикристалле $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$: E_V — потолок валентной зоны, E_C — дно зоны проводимости, FL — уровень Ферми, E_F — энергия уровня Ферми, E_g — прямая энергетическая щель, E_A — энергия активации акцепторного уровня, Φ_B — высота потенциального барьера, 1 — граница бикристалла, 2 — $2D$ -электроны. б) Геометрия образца и расположение токовых (1,5) и потенциальных (2-4) контактов; σ — направление сжимающего усилия.

и поликристаллов, определенный объем которых содержит бикристаллические границы. Величина возникающего потенциального барьера может быть весьма значительной. Так, у $p\text{-InSb}$ в окрестности границы зерен бикристаллов был зарегистрирован потенциальный барьер $\Phi_B \approx 200 \text{ meV}$ ($T = 150 \text{ K}$) [5].

В настоящей работе определена величина потенциального барьера на границе бикристалла $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.23$) с концентрацией некомпенсированных акцепторов $N_A - N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и его изменение в процессе одноосного сжатия, перпендикулярного границе. Насколько нам известно, влияние деформации (всестороннего или одноосного сжатия) на формирование потенциального барьера на границе зерен бикристаллов ранее не изучалось.

Для определения величины потенциального барьера нами использовался метод, описанный в работе [6]. Известно, что при различных температурах имеют место различные механизмы проводимости носителей тока через барьер. Так, при высоких температурах преобладающей является термоионная эмиссия носителей над барьером, тогда как при низких температурах доминирует туннелирование через барьер. Ток, текущий через барьер Φ_B в области термоионной эмиссии, выражается следующей формулой [7]:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-(\Phi_B + \xi)/kT\right) \left[1 - \exp(-eU/kT)\right], \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, $A^* = 4em^*k^2/\hbar^3$, $\xi = E_F - E_V = kT \ln(N_V/N_A)$, m^* — эффективная масса в валентной зоне. В общем случае величина барьера Φ_B зависит от приложенного напряжения U . Измерения проводились в омической области вольт-амперной характеристики при малых значениях напряжения $U = 0.1 \div 0.2 \text{ mV}$, когда $eU \ll kT$. В этом случае можно считать, что величина барьера не зависит от напряжения, а плотность тока, как следует из (1), является линейной функцией приложенного напряжения и дается следующим

выражением:

$$J = A^*T \exp \left[-(\Phi_B + \xi)/kT \right] eU/k. \quad (2)$$

Сопротивление границы бикристалла R можно отсюда выразить как

$$R_{GB} = \left[k/(FA^*eT) \right] \exp \left[(\Phi_B + \xi)/kT \right], \quad (3)$$

где F — площадь границы. Согласно (3), величина барьера находится из наклона линейной части зависимости $\ln(R_{GB}T)$ от $1/T$.

Одноосное сжатие образцов размерами $0.7 \times 0.7 \times 3$ мм до нагрузок $\sigma = 1.5$ кбаг осуществлялось по методике, описанной в [8], в направлении, перпендикулярном границе зерен. Направление сжимающего усилия σ составляет угол $\approx 30^\circ$ с направлением [110], $\approx 51^\circ$ с направлением [111] и $\approx 14^\circ$ с направлением [100]. Расположение токовых и потенциальных контактов приведено на рис. 1, б. Контакты подваривались к образцу золотой проволокой диаметром $25 \mu\text{м}$ электроискровым методом или с помощью капелек сплава $\text{In} + 3\% \text{Au}$ площадью $\sim (1 \div 2)10^{-2} \text{мм}^2$. Сопротивление измерялось с 2-х участков образца равной длины L , один из которых содержал границу зерен, а другой являлся однородным участком монокристалла (рис. 1, б). Тогда сопротивление границы зерен $R_{GB} = R_{3,4} - R_{2,3}$, где $R_{3,4}$ и $R_{2,3}$ — сопротивление участка, содержащего границу зерен, и однородного образца соответственно (рис. 1, б).

На рис. 2 приведены измеренные температурные зависимости сопротивления однородного участка массивного образца $R_{2,3}$ (кривая 2) и участка, содержащего границу зерен $R_{3,4}$ (кривая 1), а также температурная зависимость собственно границы зерен R_{GB} в масштабе $\ln R_{GB}(1/T)$. Видно, что по шкале температур эти зависимости имеют деление на три характерные области (I–III). В области собственной проводимости I, существующей в температурном диапазоне 180–270 К, сопротивления двух измеряемых участков образца (с границей и без нее) практически совпадают. В этой области благодаря идущим над барьером термоактивационным процессам его величина не влияет на проводимость, а наклон линейного участка зависимости $\ln R_{2,3}(1/T)$ определяет величину прямой энергетической щели E_g . При $T < 180$ К сопротивление участков образца с границей и без нее начинает различаться. В области II (см. вставку к рис. 2, температурный диапазон 130–180 К) проводимость через барьер происходит только за счет термоионной эмиссии. В этой области сопротивление границы бикристалла быстро возрастает с понижением температуры и имеет выраженный термоактивационный характер. При $T < 130$ К (область III) с понижением температуры определяющим в процессе переноса становится туннелирование носителей заряда через барьер. При температурах $T \approx 77$ К сопротивление бикристалла с границей в $1.5 \div 2$ раза больше, чем сопротивление однородного образца.

Величина потенциального барьера была измерена на различных образцах $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ по наклону линейного участка на температурной зависимости сопротивления границы зерен в области II (вставка к рис. 2) и составляет $\Phi_B \approx 207 \pm 4$ меВ. При приложении одноосной

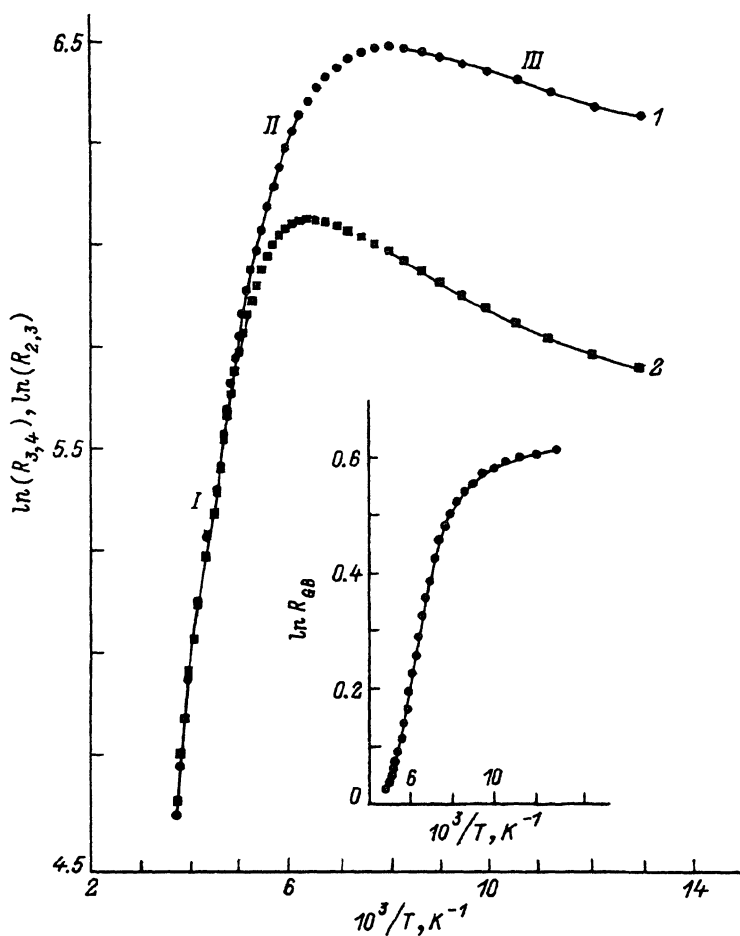


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления участков образца $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.23$) одинаковой длины, содержащих (1) и не содержащих (2) границу зерен.

На вставке — температурная зависимость сопротивления границы. Нагрузка $\sigma = 0$.

нагрузки σ по нормали к границе зерен на всех образцах наблюдается рост потенциального барьера Φ_B , который иллюстрируется на рис. 3 ростом соответствующего ему наклона логарифмической зависимости $\ln(R_{GB}T)$ от $(1/T)$. На вставке к рис. 3 приведена зависимость относительной величины потенциального барьера от сжимающего напряжения для различных образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Скорость роста высоты потенциального барьера близка для всех образцов и составляет $\partial\Phi_B/\partial\sigma = 44 \pm 4$ meV/kбар.

Полученное значение интересно сравнить с данными оценки величины барьера $\Phi_B = E_F - E_A + E_g$ (рис. 1, а) и его изменения с деформацией, которую можно провести по результатам работы [9], где деформационные зависимости $E_F - E_i$ для каждого из энергетических подуровней в яме, а также $E_g = 82$ meV, $E_A = 3.5$ meV, $\partial E_g/\partial\sigma = 5$ meV/kбар и $\partial E_A/\partial\sigma = -1.6$ meV/kбар определены при одноосном сжатии для ана-

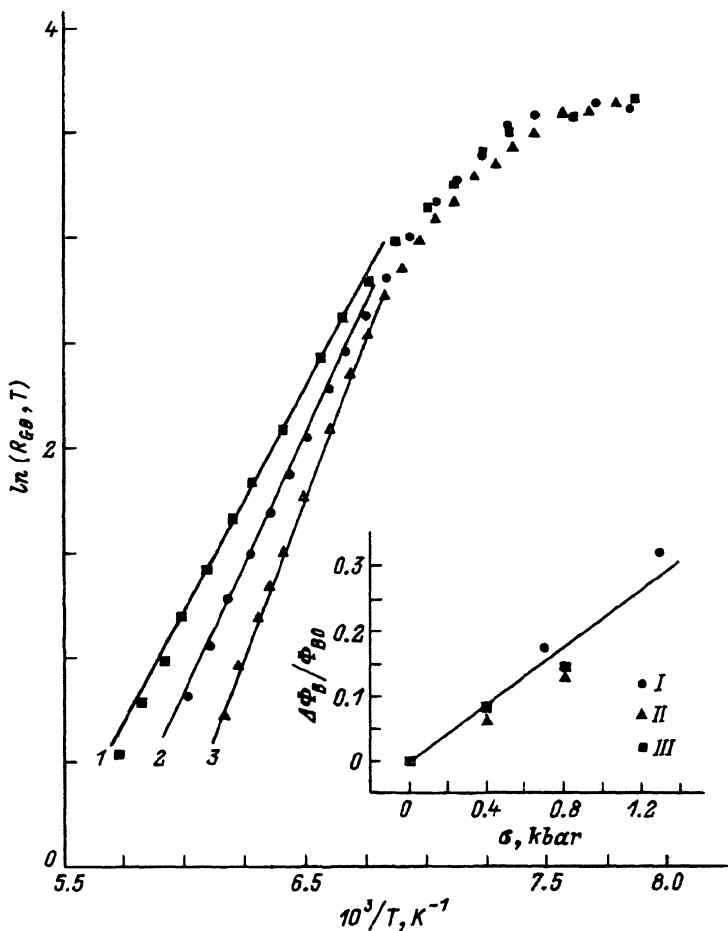


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления границы зерен бикристалла $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при различных значениях деформации для одного из исследованных образцов. σ (kbar): 1 — 0, 2 — 0.6, 3 — 1.2. На вставке — относительная величина роста потенциального барьера при одноосной деформации I, II, III — данные для трех различных образцов.

логичных образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. В предположении треугольной потенциальной ямы $V(z) = eF|z|$, где F — электрическое поле по обе стороны от границы бикристалла, а z — расстояние до границы, выражение для квантовых уровней энергии [10]:

$$E_1 = [(\hbar e F)^2 / 2m]^{1/3} [(3\pi/8)(2i+1)]^{2/3}, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Система уравнений (4) позволяет по данным [9] определить энергию Ферми E_F , отсчитанную от дна ямы, и ее зависимость от одноосного сжатия $\partial E_F / \partial \sigma = 34 \pm 1 \text{ meV/kbar}$. Данные оценки $\Phi_B(0) = 190 \pm 4 \text{ meV}$ и $\partial \Phi_B / \partial \sigma = 41 \pm 1 \text{ meV/kbar}$ хорошо согласуются с результатом настоящей работы, а некоторое отличие в меньшую сторону связано, скорее всего, с отклонением формы потенциальной ямы от треугольной.

Величина электрического поля в инверсионном слое $F = (1.9 \pm 0.3) \times 10^6$ V/m и сильно зависит от деформации, увеличиваясь в 2 раза при $\sigma = 1.5$ kbar. Поскольку плотность положительно заряженных сегрегированных примесей на границе бикристалла не должна зависеть от деформации, основное изменение зарядового состояния границы следует связывать с возрастанием положительно заряженных дефектов (ловушек), обратимо индуцируемых одноосным сжатием. Так как даже в отсутствии одноосной деформации граница раздела бикристаллов уже напряжена из-за разориентации их кристаллических решеток, а величина потенциального барьера Φ_B обнаруживает слабую чувствительность к концентрации акцепторной примеси в области $N_A \approx 10^{15} \div 10^{16}$ cm⁻³ [6], можно, по-видимому, считать, что именно дефекты кристаллической решетки определяют плотность положительно заряженных центров вблизи границы зерен бикристаллов.

В заключение мы приносим благодарность С.Д.Бенеславскому за полезное обсуждение.

Настоящая работа была частично поддержана грантом Фонда Дж.Сороса, предоставленным Американским физическим обществом.

Список литературы

- [1] Herrmann R., Kraak W., Nachtwei G., Worm G. *Solid State Commun.* **52**, 843 (1984).
- [2] Grabecki G., Dietl T., Sobkowicz P., Kossut J., Zavadzki W. *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1214 (1984).
- [3] Вул Б.М., Заваритцкая Е.Я. *ЖЭТФ* **76**, 1089 (1979).
- [4] Kraak W., Kaldasch J., Gille P., Schurig T., Herrmann R. *Phys. Stat. Sol. (b)* **161**, 613 (1990).
- [5] Herrmann R., Nachtwei G., Kraak W. *Phys. Stat. Sol. (a)* **83**, K207 (1984).
- [6] Herrmann R., Kraak W., Nachtwei G. *Phys. Stat. Sol. (b)* **128**, 337 (1985).
- [7] Pike G.E., Seager C.H. *J. Appl. Phys.* **50**, 3414 (1979).
- [8] Брандт Н.Б., Егоров В.С., Лавренюк М.Ю., Минина Н.Я., Савин А.М. *ЖЭТФ* **89**, 12, 2257 (1985).
- [9] Бутко Н.Б., Краак В., Краузе С., Минина Н.Я., Савин А.М. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 11, 760 (1994).
- [10] Paasch G., Fiedler T., Kolar M., Bartos I. *Phys. Stat. Sol. (b)* **118**, 641 (1983).