

также, что значения α_p в собственной области не могут превышать соответствующих значений в примесной области, поэтому $\alpha_{эфф} = \alpha_n$.

В отличие от n -InSb [6] в области примесной проводимости не наблюдалось корреляции между величиной α и концентрацией примеси (подвижностью дырок), а также между величиной α и толщиной образцов. Не обнаружено и изменения α при старении поверхности образцов. Это указывает на объемный характер источников шума $1/f$. Более того, в работе [3] показано, что значительного изменения уровня шума $1/f$, связанного с поверхностью, можно добиться путем облучения образца светом с энергией фотонов, несколько превышающей энергию, соответствующую ширине запрещенной зоны. В исследуемых в настоящей работе образцах при облучении их от источника типа «абсолютно черное тело» с температурой 600 °С изменение S_V/U^2 находилось в пределах погрешности измерений, хотя сопротивление уменьшалось на 1—3 %. Если все же предположить, что шум $1/f$ обусловлен процессами, происходящими на поверхности, то аналогично работе [1] можно рассмотреть эквивалентную схему, в которой шумящее поверхностное сопротивление R_s включено параллельно с шумящим объемным R_v и $R_s \gg R_v$. В этом случае S_V/U^2 должно одинаковым образом изменяться с изменением ρ^2 , что не соответствует экспериментальным результатам (рис. 2).

Таким образом, в области примесной проводимости, наиболее интересной с точки зрения практического применения, шум $1/f$ в p -InSb вызывается процессами, происходящими в объеме, и уровень этого шума, приходящийся на одну дырку, значительно выше уровня шума, приходящегося на один электрон.

Список литературы

- [1] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [2] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [3] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [4] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1120—1122.
- [5] Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1982. V. 112B. N 2. P. 189—194.
- [6] Алекперов С. А., Гусейнов Н. Я., Каджар Ч. О., Салаев Э. Ю. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1549—1551.
- [7] Vande Voorde P., Love W. F. // Phys. Rev. 1981. V. 24. N 8. P. 4781—4786.
- [8] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 44. P. 479—532.

Научно-исследовательский институт фотоэлектроники Баку

Получено 21.08.1989
Принято к печати 15.12.1989

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$

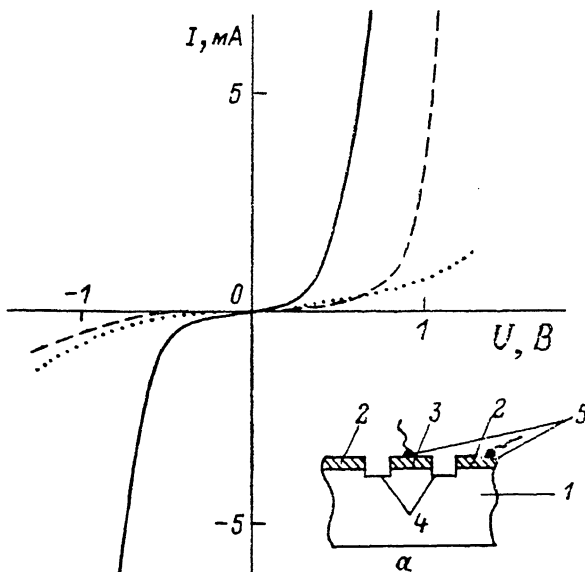
Елизаров А. И., Богобоцкий В. В., Белов А. Г.

Известно, что в гетероструктурах на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ может возникать потенциальный барьер, обусловленный искривлением энергетических зон в области гетероперехода. В частности, этот эффект наблюдается в сверхрешетках, образованных чередующимися слоями HgTe и CdTe [1, 2]. Можно ожидать, что такой барьер существует и в эпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$, если толщина переходного слоя достаточно мала. В этом случае он должен проявляться при измерении электрофизических параметров таких структур; например, обедненный носителями заряда слой в области потенциального барьера

ра может служить своего рода изолятором, разрывающим электрическую связь по току между слоем и подложкой.

В этом сообщении приведены результаты исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) потенциального барьера, возникающего в области границы раздела слоя и подложки структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$.

Нами исследовались эпитаксиальные структуры состава $x \approx 0.2$ диаметром 2 см, полученные методом жидкофазной эпитаксии из обогащенных теллуром растворов-расплавов с последующим отжигом в ненасыщенных парах Hg при $T \approx 300^\circ\text{C}$. Эпитаксиальные слои в таких структурах имели дырочную проводимость с удельным сопротивлением при $T = 77\text{ K}$ $\rho_c \sim 1\text{ Ом}\cdot\text{см}$. Толщина слоя (d_c) изменялась в пределах 0.02—0.04 мм. Подложки в свою очередь также имели дырочную проводимость; их удельное сопротивление (ρ_n) при $T = 77\text{ K}$ в исследованной группе структур лежало в пределах от единиц до $10^6\text{ Ом}\cdot\text{см}$. Толщина подложек (d_n) составляла 0.4—0.5 мм.



Типичные ВАХ гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ при $T = 77\text{ K}$.

а — схема поперечного разреза гетероструктуры в области тестовой меза-структуры; 1 — подложка; 2 — основная часть эпитаксиального слоя; 3 — рабочая площадка тестовой меза-структуры; 4 — кольцевая канавка; 5 — контакты к слою.

Измерялась ВАХ гетероперехода при $T = 77\text{ K}$, для чего на поверхности эпитаксиальной структуры со стороны слоя изготавливалась тестовая меза-структура в виде круглого участка слоя диаметром $d_m = 1\text{ мм}$, отделенного от остальной его части кольцевой канавкой шириной 0.5 мм и глубиной, превышающей толщину слоя на 0.02—0.04 мм (см. рисунок). Точечные индиевые контакты наносились паяльником на рабочую площадку тестовой структуры и остальную часть слоя. Так как рабочая площадка занимает около 0.25% площади всей структуры, а барьер достаточно однороден по электрофизическим параметрам (что проверялось специально), в этом случае измерялась ВАХ участка барьера площадью $S_m = \pi d_m^2/4$.

В качестве количественной характеристики электрической связи по току между слоем и подложкой выберем отношение (ϵ) тока утечки через подложку (I_T) к полному току через образец (I_0) в случае, когда оба контакта нанесены на односвязный участок слоя. Очевидно, что параметр ϵ непосредственно связан с удельной электропроводностью потенциального барьера, определяемой в зависимости от приложенного к тестовой структуре напряжения (U) из ВАХ,

$$\epsilon(U) = \frac{1}{R_m S_m} \quad (1)$$

(здесь $R_m = U/I$ — сопротивление меза-структуры).

Будем искать эту взаимосвязь в следующем приближении:

— потенциальный барьер однороден в пределах одного образца;

— полный ток через образец мал, так что удельная электропроводность барьера не зависит от напряжения: $\sigma_0(U) \approx \sigma_0 \equiv \sigma_0(0)$;

— ток утечки мал ($\epsilon \ll 1$) и не влияет на распределение потенциала (φ) в слое;

— сопротивление барьера велико по сравнению с сопротивлением подложки на участке между контактами.

Для удобства положим $\varphi_1 = -\varphi_2$ (φ_1, φ_2 — потенциалы контактов к образцу). Тогда ток утечки в нашем приближении равен

$$I_Y = \sigma_0 \int_{\varphi > 0} \varphi dS, \quad (2)$$

здесь интегрирование ведется по части образца, где $\varphi > 0$.

Для конфигурации Ван-дер-Пау (круглый образец радиусом r , точечные контакты на периферии) распределение потенциала имеет вид

$$\varphi = \frac{I_0 \rho_c}{\pi d_c} \ln \left(\frac{|r_1|}{|r_2|} \right), \quad (3)$$

где r_1, r_2 — радиусы-векторы точки образца относительно контактов.

Подставляя (3) в (2), находим

$$\epsilon \equiv \frac{I_Y}{I_0} = A \frac{\rho_c \sigma_0 r^2}{\pi d_c}, \quad (4)$$

где буквой A обозначена безразмерная константа, зависящая от расположения контактов: $A = r^{-2} \int_{\varphi > 0} \ln(|r_1|/|r_2|) dS$. В том случае, когда контакты расположены на концах одного диаметра, $A \approx 1.26$.

Сопоставляя (4) и (4), получим условие малости I_Y в виде

$$R_M \gg \frac{A}{\pi} \frac{\rho_c r^2}{d_c S_M}. \quad (5)$$

Для $\rho_c = 2$ Ом·см, $r = 1$ см, $d_c = 0.02$ мм, $S_M = 8 \cdot 10^{-3}$ см² находим

$$R_M \gg 5 \cdot 10^4 \text{ Ом}. \quad (6)$$

Следует отметить, что (6) соответствует наиболее жесткому случаю. На практике величину R_M приходится измерять в области напряжений, где ВАХ уже заметно нелинейна. Легко видеть, что в этом случае оценка I_Y при помощи соотношения (2) оказывается завышенной.

На рисунке приведены типичные ВАХ исследованных образцов. Видно, что среди них присутствуют как симметричные, так и явно несимметричные; однако и те, и другие существенно нелинейны, что свидетельствует о наличии потенциального барьера в области гетероперехода. Тем не менее в одном из образцов наблюдалась ВАХ, линейная в диапазоне напряжений от -50 до $+50$ В, из чего можно заключить, что барьер существует в большинстве случаев, но не всегда.

Можно ожидать, что параметры барьера будут достаточно однозначно определяться сопротивлением подложки, поскольку параметры слоя довольно жестко фиксированы. В таблице представлены результаты измерения R_M при $U = \pm 0.25$ В, а также величины ρ_n , полученной после удаления слоя (измерение ρ_n проведено шестиконтактным методом). Видно, что существует строгая корреляция между значениями R_M и ρ_n , причем зависимость R_M от ρ_n имеет минимум в области $\rho_n \sim 10^3$ Ом·см. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что тот образец 4, для которого значение R_M минимально, имеет как раз линейную ВАХ. Причина этого явления, видимо, кроется в физической природе потенциального барьера, однако имеющихся на сегодня данных недостаточно для ответа на этот вопрос.

Наличие потенциального барьера существенно изменяет подход к проблеме измерения электрофизических параметров эпитаксиального слоя. Если в отсут-

Электрофизические параметры подложек и эпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ в целом при $T=77$ К

№ образца	ρ_{Π} , Ом · см	$R_{\text{ж}}$, МОм		ϵ	Y
		на мезе «плюс»	на мезе «минус»		
1	7.7	15	13	$1.6 \cdot 10^{-3}$	2.4
2	15	5.2	6.8	$2.8 \cdot 10^{-3}$	0.85
3	28	4.0	4.6	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.46
4	4200	1.2	1.1	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$
5	$3 \cdot 10^5$	17	3.3	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-5}$
6	$8 \cdot 10^5$	23	14	$7.6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$
7	$>10^6$	>100	>100	$<10^{-4}$	$<10^{-5}$
8	$>10^6$	>100	>100	$<10^{-4}$	$<10^{-5}$

стии барьера отношение тока утечки через подложку к току через слой (I_{γ}) равно

$$Y \equiv \frac{I_{\gamma}}{I_c} \approx \frac{\rho_c d_{\Pi}}{\rho_{\Pi} d_c}, \quad (7)$$

то наличие барьера, включенного последовательно с подложкой, может существенно уменьшить это отношение. В таблице приведены значения параметров ϵ и Y для исследованных образцов. Видно, что даже для низкоомных подложек, когда $Y \geq 1$, выполняется условие $\epsilon \ll 1$, что позволяет пренебречь влиянием подложки на электрофизические свойства структуры в целом при малых токах, протекающих через структуру.

Таким образом, потенциальный барьер, присутствующий в эпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ в области гетероперехода, весьма эффективно изолирует слой от подложки в случае малых токов. Это свойство может оказаться крайне полезным в практическом отношении при измерении электрофизических параметров слоя методом Ван-дер-Пау или аналогичным ему.

Список литературы

- [1] Bratt P. R., Casselman T. N. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. A3. N 1. P. 238—245.
 [2] Madarsz F. L., Szmulovicz F. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 8. P. 3267—3277.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
недкометаллической промышленности
Москва

Получено 19.07.1989
Принято к печати 20.12.1989

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

ФОТОАКУСТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ
ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР

Булах Г. И., Бурбело Р. М., Гуляев А. Л., Кучеров И. Я.

Метод неразрушающего контроля материалов и изделий микроэлектроники, основанный на генерации тепловой волны оптическим излучением и регистрации возникающих при этом термоупругих колебаний, начинает находить все большее применение в технологии полупроводниковых приборов. Это связано с тем, что новая методика, получившая название фотоакустической (ФА) микроскопии, обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами исследования, имеющими ограничения в области визуализации микрообъек-