

с толщиной 3 монослоев $d \approx 8$ нм, полученной исходя из значения толщины 1 монослоя, равного 2.5 нм [5]. Из рис. 2 видно, что переход к 6 монослоям приводит к соответственному снижению значения C_{\max} .

При отрицательных смещениях начинает сказываться емкость обедненного слоя, которая становится сравнимой с C_i и даже меньше ее и по сути дела определяет результирующую емкость

$$C_{\min} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i S}{d + (\epsilon_i / \epsilon_s) W_m}, \quad (3)$$

где $\epsilon_s = 8.9$ [6] — диэлектрическая проницаемость CdS, W_m — максимальная толщина обедненного слоя.

Исходя из значения C_{\min} (рис. 2) и считая, что $d \ll (\epsilon_i / \epsilon_s) W_m$, получаем значение $W_m = 0.3 \pm 0.05$ мкм. Можно сравнить это значение с расчетным, которое определяется из [7],

$$W_m \approx \left(\frac{2\epsilon_s \psi_s (\text{inv})}{q N_d} \right)^{1/2} = \left(\frac{4\epsilon_s k T \ln(N_d / n_i)}{q^2 N_d} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $\psi_s (\text{inv}) \approx E_g / q$ — потенциал инверсии и ширина запрещенной зоны, N_d — концентрация ионизированных доноров, n_i — концентрация электронов в собственном полупроводнике. Значение N_d , определенное из холловских измерений, в нашем случае составляет $4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $n_i \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см $^{-3}$. Если исходить из (4), то $W_m = 0.7 \pm 0.1$ мкм. Можно при этом утверждать, что между значениями W_m , полученными из (3) и (4), существует хорошее соответствие, тем более что соотношение (4) дает максимально возможное значение этой величины.

Наблюдаемый сдвиг вольтфарадных характеристик в сторону положительных значений напряжения, на наш взгляд, объясняется тем, что при $U=0$ не наступает состояния плоских зон, как это имеет место в идеальной МДП структуре. По-видимому, при $U=0$ на границе раздела изолирующая пленка стеариновой кислоты—CdS существует барьер, высота которого понижается при положительном смещении, и состояние плоских зон реализуется при смещениях порядка 1 В.

В заключение авторы благодарят А. С. Холманского за помощь в приготовлении исследованных образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Gaines G. L. Insoluble Monolayers at Liquid—Gas Interfaces. N. Y., 1966.
- [2] Марков Е. В., Давыдов А. А. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1975, т. 11, в. 10, с. 1755—1758.
- [3] Георгобани А. Н., Дюков В. Г., Левит А. Д., Митюхляев В. Б., Струмбан О. Е., Тодуа П. А. — КСФ, 1984, № 4, с. 38—41.
- [4] Mann B., Kuhn H. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 4398—4406.
- [5] Pomerantz M., Segmuller A. — Thin Sol. Films, 1980, v. 68, p. 33—45.
- [6] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.

Всесоюзный научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума
Москва

Получено 15.08.1987
Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕРМАНИИ ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ

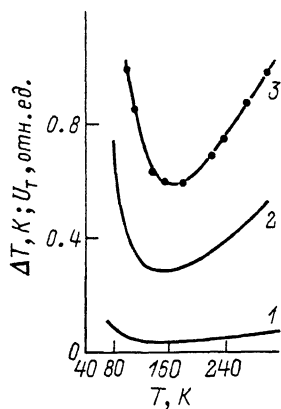
Зудеев О. Г., Иванченко В. А., Науменко Г. Ю., Николаев М. В.

Особенности разогрева носителей заряда в полупроводниках в условиях взаимодействия с высокочастотным полем излучения связаны с влиянием поля на вероятность рассеяния носителей заряда и представляют интерес в связи

с интенсивными исследованиями физическими процессами в полупроводниках при воздействии сильных электрических полей. В настоящей работе проведены исследования эффективной температуры носителей заряда в германии p -типа при их разогреве излучением CO_2 -лазера в зависимости от температуры решетки полупроводника T . Эффективная температура T_e рассчитывалась на основе уравнения баланса энергии с учетом рассеяния на оптических и акустических фононах [1]. В условиях слабого разогрева дырок в p -Ge $\Delta T = T_e - T \ll T$ уравнение баланса приводится к виду

$$\Delta T = \frac{e^2 E_0^2 T^2}{6m \hbar^2 \omega \Omega^3} \frac{\exp(\hbar\omega/2T)}{K_1(\hbar\Omega/2T)} \left[\frac{T}{\hbar\Omega} \frac{K_2(\hbar\omega/2T)}{8N} \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{2T}\right) + \left(\frac{\omega + \Omega}{\omega}\right)^3 K_2\left(\frac{\hbar\omega + \hbar\Omega}{2T}\right) + \left(\frac{\omega - \Omega}{\omega}\right)^3 K_2\left(\frac{\hbar\omega - \hbar\Omega}{2T}\right) \right], \quad (1)$$

где Ω , N — частота и равновесная функция распределения деформационных оптических фононов, ω , E_0 — частота и напряженность внешнего высокочастотного поля, $K_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя. Первое слагаемое в квадратных скобках в (1) соответствует взаимодействию с акустическими фононами, второе и третье — поглощению и излучению оптических фононов. На рисунке приведены зависимости ΔT от T для тяжелых и легких дырок (кривые 1 и 2 соответственно) при напряженности электрического поля $E_0 = 6$ кВ/см. При низких температурах разогрев дырок определяется в основном процессом поглощения фотона с испусканием оптического фонона, интенсивность которого с ростом T уменьшается. С дальнейшим ростом T поведение ΔT определяется про-



Зависимость разогрева дырок (1, 2) и термоэдс горячих носителей заряда (3) в p -германии от температуры.

цессами, связанными с одновременным поглощением фотона и оптического фонона, интенсивность которых растет с ростом T . В результате зависимости ΔT от T для дырок в p -Ge имеет минимум, который с уменьшением $\hbar\omega$ будет смещаться в область более низких температур в связи с ростом вероятности процесса поглощения фотона и оптического фонона. Экспериментально температурную зависимость ΔT можно определить по измерениям термоэдс горячих носителей заряда в точечном невыпрямляющем контакте металл—полупроводник [2, 3] $U_T = \sum_{i=1, 2} \sigma_i \alpha_i \Delta T_i / \sum_{i=1, 2} \sigma_i$ (где σ_i — электропроводность, α_i — коэффициент термоэдс, слабо зависящий от температуры [4]). Экспериментальные исследования термоэдс горячих носителей заряда проводились в точечном контакте вольфрам—германий p -типа с удельным сопротивлением $\rho = 18$ Ом·см. Вольтамперная характеристика структуры при этом была линейна до величины напряжения ± 0.6 В. Излучение фокусировалось на вольфрамовую проволоку, выполняющую роль антенны под углом, соответствующим максимуму диаграммы направленности антенны. Зависимость термоэдс горячих носителей заряда от температуры представлена кривой 3, которая имеет минимум при том же значении температуры, что и расчетная зависимость ΔT . Полученные расчетные и экспериментальные зависимости термоэдс горячих носителей заряда отличаются от данных работы [5], где наблюдалось увеличение термоэдс на p — p^+ -переходе в германии с понижением температуры. Это связано, видимо, с тем, что авторы [5] наблюдали термоэдс горячих носителей, обусловленную разогревом дырок в результате процессов, связанных с вертикальными переходами между подзонами тяжелых и легких дырок и последующей термализацией; при этом с понижением температуры коэффициент межподзонного поглощения растет. Следовательно, должна возрастать и величина термоэдс.

- [1] Амиров Р. Х., Зудеев О. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1921—1925.
 [2] Aukerman L. W., Erler J. W. — Opt. Lett., 1977, v. 1, N 5, p. 178—180.
 [3] Yasuoka Y., Narakawa K. — Rev. Laser. Eng., 1982, v. 10, N 2, p. 200—207.
 [4] Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс, 1971. 289 с.
 [5] Ашмонтас С., Ширмулис Э. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 1, с. 80—86.

Саратовский
государственный университет

Получено 6.08.1987
Принято к печати 16.11.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

СДВИГОВЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

Пикус Ф. Г.

В последнее время широко исследуется новый фотогальванический эффект (ФГЭ), обусловленный асимметрией элементарных процессов взаимодействия электронов с фотонами или фононами в кристаллах без центра инверсии (см. обзоры [1, 2]). В работах [3, 4] отмечалась возможность наблюдения аналогичного эффекта на сверхрешетках без центра инверсии. В [3] сообщается о наблюдении этого эффекта на сверхрешетке пилообразной формы. Преимуществом таких структур является возможность путем подбора их параметров изменять величину и спектральную область эффекта.

Цель настоящей работы — рассчитать зависимость фотогальванического тока от параметров сверхрешетки, состоящей из прямоугольных ям и барьеров (см. вставку на рис. 1, а). Рассматривается ток, возникающий при прямых оптических переходах между мини-зонами зоны проводимости. Как было показано в [5], имеются два сравнимых по величине вклада в ток ФГЭ: сдвиговый и баллистический. В настоящей работе мы ограничимся расчетом сдвигового вклада.

Как показано в [5], сдвиговый ток описывается формулой

$$j = e \frac{I}{\hbar\omega} K \bar{R}, \quad (1)$$

где I — интенсивность возбуждающего света с частотой ω , K — коэффициент поглощения [6], \bar{R} — средний сдвиг электрона при квантовом переходе. Для оптических переходов между состояниями i и j

$$R_{i,j} = -\frac{\partial}{\partial k} \Phi_{i,j} + \Omega_i - \Omega_j. \quad (2)$$

Здесь $\Phi_{i,j}$ — фаза матричного элемента оператора импульса $p_{i,j}$, Ω_j — диагональная компонента матричного элемента оператора координаты:

$$\Omega_j = i \int_{V_0} u_j^* \frac{\partial}{\partial k} u_j d^3r,$$

u_j — блоховская амплитуда.

Направим ось z перпендикулярно слоям сверхрешетки. Будем считать зону проводимости изотропной, невырожденной и параболической. Кинетическая энергия электрона складывается из энергии $E_{\perp}(k_{\perp}) = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m$ движения поперек оси z и энергии $\varepsilon_i(k_z)$ движения вдоль оси z (m — эффективная масса электрона в кристалле, i — номер мини-зоны). Рассматриваем переходы между нижними мини-зонами 1 и 2. Такие переходы происходят в точках $\pm k_z^0$, где $\varepsilon_2(k_z^0) - \varepsilon_1(k_z^0) = \hbar\omega$. В этом случае