

Дислокационное происхождение и модель избыточно-туннельного тока в $p-n$ -структурах на основе GaP

© В.В. Евстропов, М. Джумаева*, Ю.В. Жилев, Н. Назаров*, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Физико-технический институт Академии наук Туркменистана,
744000 Ашхабад, Туркменистан

(Получена 26 апреля 2000 г. Принята к печати 28 апреля 2000 г.)

Исследован избыточно-туннельный ток в эпитаксиальных невырожденных $p-n$ -переходах из GaP на подложках GaP и Si. Обнаружен существенный экспериментальный факт — независимость наклона экспоненциальной вольт-амперной ($I-V$) характеристики (в координатах $\ln I-V$) от ширины области пространственного заряда, т.е. от уровня легирования n - и p -областей, что не объясняется существующими моделями. Предложена модель дислокационного шунта: многопрыжковое туннелирование по дислокационной линии, представленной цепочкой параболических барьеров. Плотность дислокаций, вычисленная по этой модели, соответствует величине, определенной методом просвечивающей электронной микроскопии.

1. Введение

Одна из проблем в области микро- и оптоэлектроники — это контроль в барьерных гомо- и гетероструктурах (в $p-n$ -структурах, структурах металл-полупроводник) плотности дислокаций, которые оказывают заметное влияние как на рабочие параметры приборных структур, так и на их стабильность.

В частности, известно, что дислокации обуславливают так называемую избыточно-туннельную компоненту прямого тока в туннельных диодах [1], т.е. в вырожденных $p-n$ -переходах. Туннельная компонента прямого тока наблюдается и в невырожденных $p-n$ -переходах: гетеропереходах [2–4], гомопереходах [4]. Ее так же можно назвать избыточно-туннельной компонентой. Многочисленные эксперименты показали, что такая компонента возникает, когда преднамеренно создаются дефекты: облучением электронами [1,5,6] и нейтронами [7], сильным легированием [5,6], за счет использования рассогласования решеток компонент гетеропары [2,3,8]. Дефекты, согласно принятым модельным представлениям [3,5,9], создают уровни в запрещенной зоне в области объемного заряда и тем самым значительно облегчают туннелирование сквозь барьер.

Существует точка зрения, что дефекты, облегчающие туннелирование и таким образом обуславливающие избыточно-туннельный ток, — это дислокации, пронизывающие область объемного заряда барьерной структуры. Действительно, именно дислокация (линейно-протяженный дефект) может обеспечить цепочку локализованных состояний, расположенных на расстоянии характерной длины туннелирования (~ 1 нм). Случайным образом расположенные точечные дефекты должны были бы иметь для этого плотность 10^{21} см $^{-3}$, тогда, как известно, избыточно-туннельный ток наблюдается также в слабо легированных и некомпенсированных структурах.

Цель настоящей работы — показать на примере $p-n$ -структур на основе GaP, что возможно объяснение избыточно-туннельного тока участием дислокаций, и предложить модель туннелирования по дислокационной линии (трубке) сквозь область объемного заряда.

Для этого, во-первых, сравниваются величины избыточно-туннельного тока в эпитаксиальных $p-n$ -структурах из GaP, выращенных на подложке из GaP и на инородной подложке Si, вследствие чего они должны иметь существенно различную плотность дислокаций (как известно, использование инородной подложки приводит к увеличению плотности дислокаций в эпитаксиальном слое).

Во-вторых, из вольт-амперных характеристик рассчитывается плотность дислокаций в активной области $p-n$ -структуры на основе GaP по модели, предполагающей, что избыточно-туннельная компонента тока обусловлена дислокациями, пронизывающими активную область (область объемного заряда), и сопоставляется с плотностью дислокаций по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

2. Объекты исследования

С целью выявить влияние именно тех дополнительных дефектов, которые возникают в результате замены подложки GaP на инородную, были выращены в едином технологическом процессе две группы $p-n$ -структур из GaP: на подложках Si и GaP.

Эпитаксиальные $p-n$ -структуры из GaP на подложках n -Si создавались методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе Ga(GaP)-PCl $_3$ -H $_2$ [10,11] и имели толщины слоев n - и p -типа проводимости 3–4 и 2–3 мкм соответственно.

Эпитаксиальные $p-n$ -структуры из GaP на подложках n -GaP создавались одновременно (в том же технологическом процессе) со структурами $n-p$ -GaP/ n -Si и имели такие же толщины эпитаксиальных слоев n -

и p -типа проводимости. Концентрация основных равновесных носителей в слоях n -GaP была 10^{17} см^{-3} , в p -GaP — $(3-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В качестве подложек использовались полированные пластины n -Si (КЭФ-001), ориентированные в плоскости (100) с разориентацией $4-6^\circ$ в направлении [110], и полированные пластины n -GaP, ориентированные в плоскости (100) с разориентацией 4° в направлении [110]. Пластины n -GaP были легированы до концентрации основных равновесных носителей $(5-8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Площадь исследованных структур p - n -GaP/ n -Si и p - n -GaP/ n -GaP составляла $S \approx 1-3 \text{ мм}^2$.

Омические контакты к исследованным структурам формировались вплавлением $\text{In} + 2.5\% \text{Zn}$ к эпитаксиальным слоям p -GaP и $\text{In} + 2.5\% \text{Te}$ к подложкам n -Si и n -GaP при температурах $600-650^\circ \text{C}$.

3. Просвечивающая электронная микроскопия

Для получения данных о плотности дислокаций, влияющих на токопрохождение, был применен метод просвечивающей электронной микроскопии. Подготовка образцов для исследований проводилась традиционными способами с применением ионного травления.

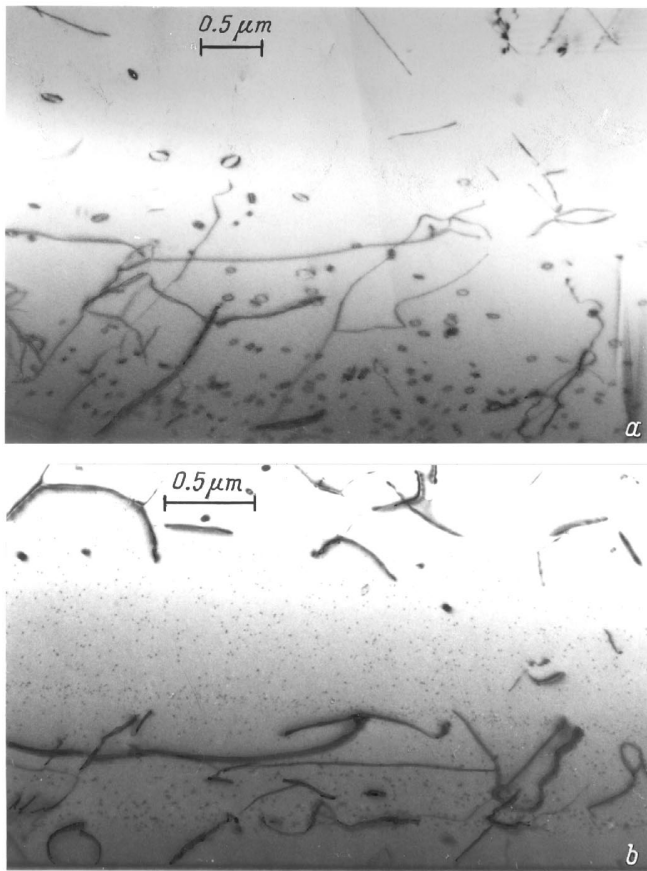


Рис. 1. Изображение (ПЭМ) поперечного сечения образцов p - n -GaP/ n -Si (а) и p - n -GaP/ n -GaP (б).

На рис. 1 представлено изображение поперечного сечения образцов p - n -GaP/ n -Si и p - n -GaP/ n -GaP. На верхней половине снимка показана p -область, а на нижней — n -область GaP, т.е. граница между p - и n -областями расположена горизонтально. Обе области содержат достаточно много дефектов (разного рода дислокации, дислокационные петли, преципитаты и т.п.). Однако статистическая обработка дает линейную плотность дислокаций, пересекающих p - n -переход под углами, близкими к нормали, $1.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ для структур p - n -GaP/ n -Si и 10^3 см^{-1} для структур p - n -GaP/ n -GaP (на единицу длины границы), что соответствует плотности дислокаций в плоскости p - n -перехода $\rho \approx 10^8$ и 10^6 см^{-2} .

4. Основные следствия модели дислокационного туннельного шунтирования

Согласно модели дислокационного туннельного шунтирования [4], абсолютная величина прямого туннельного тока, а также зависимость тока (I) от напряжения (V) и температуры (T) описываются выражениями

$$I = I_0 (\exp eV/\varepsilon - 1), \quad (1)$$

$$I_0 = e\rho\nu_D \exp(-eV_k/\varepsilon), \quad (2)$$

$$eV_k = E_g - kT \ln \frac{N_c}{n_n} - kT \ln \frac{N_v}{p_p}, \quad (3)$$

где ε — характеристическая энергия, e — заряд электрона, ν_D — частота Дебая, ρ — плотность дислокаций, k — постоянная Больцмана, V_k — контактная разность потенциалов между p - и n -областями, E_g — ширина запрещенной зоны, которая в исследованном температурном диапазоне зависит от температуры линейно как

$$E_g = E_g(0) - \alpha T \quad (4)$$

(для GaP $E_g(0) = 2.35 \text{ эВ}$, $\alpha = 3.2 \text{ мЭВ/К}$); N_c , N_v — эффективные плотности состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне (для GaP при 293 К $N_c = N_v = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); n_n , p_p — концентрация соответственно свободных электронов в n -области и дырок в p -области p - n -перехода (в нашем случае $n_n = (1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_p = (2-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для p - n -GaP/ n -Si; $n_n = (1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_p = (1-2) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для p - n -GaP/ n -GaP).

Из (3) и (4) следует, что контактная разность потенциалов V_k линейно уменьшается при повышении температуры с коэффициентом пропорциональности β :

$$e\beta = \alpha + k \ln \frac{N_c}{n_n} + k \ln \frac{N_v}{p_p}. \quad (5)$$

Из (2)–(4) следует, что $\ln I_0$ линейно растет при повышении температуры с коэффициентом пропорциональности

$$a = e\beta/\varepsilon. \quad (6)$$

Следует отметить, что зависимость избыточно-туннельного тока от напряжения и температуры отражает его туннельную природу и хорошо известна [2]. Новым в модели [4] является выражение для предэкспоненциального множителя, которое имеет простой и ясный физический смысл.

Используя модель [4] и зная из экспериментальной вольт-амперной характеристики ε , I_0 , а также зная V_k , по (2) можно вычислить плотность дислокаций:

$$\rho = \frac{I_0}{e\nu_D} \left(\frac{n_n p_p}{N_c N_v} \right)^{kT/\varepsilon} \exp \frac{E_g}{\varepsilon}. \quad (7)$$

С использованием значений $I_0(0)$ и $\varepsilon(0)$, полученных экстраполяцией к нулевой абсолютной температуре зависимостей $I_0(T)$ и $\varepsilon(T)$ соответственно, получаем

$$\rho = \frac{I_0(0)}{e\nu_D} \exp \frac{E_g(0)}{\varepsilon(0)}. \quad (8)$$

5. Характеристики ток–напряжение ($I-V$) и емкость–напряжение ($C-V$)

На рис. 2 и 3 приведены вольт-амперные ($I-V$) характеристики при прямых смещениях $p-n$ -структур из GaP на подложке Si при различных температурах. Прежде всего отметим, что при температурах вблизи комнатной и выше отдельные участки вольт-амперной характеристики можно представить экспоненциальной зависимостью (1). Чем выше температура, тем более справедлива эта экспоненциальная аппроксимация. При пониженных температурах на $I-V$ -характеристике появляются "горбы". При температурах вблизи жидкого азота горбы на кривых сильно выражены, поэтому экспоненциальная аппроксимация уже не применялась.

Из рис. 2 видно, что в $p-n$ -переходах, созданных на подложке Si, ток больше, чем в $p-n$ -переходах на подложке GaP, и соответственно больше I_0 . При этом наклоны ε приблизительно одинаковы, что указывает на одинаковую природу токовой компоненты.

Экспериментально установлено, что ε практически не зависит от температуры (рис. 4, b). Предэкспоненциальный множитель I_0 зависит от температуры экспоненциально (рис. 4, a):

$$I_0 \propto \exp aT, \quad (9)$$

причем экспериментальное значение a соответствует рассчитанному по (5) и (6) с использованием экспериментальных ε .

Эти два обстоятельства (независимость ε и экспоненциальная зависимость I_0 от T) указывают на туннельную природу тока, в отличие от [12], где ток в $p-n$ -структурах на основе GaP — термоинжекционный, и в соответствии с [13], где наблюдается избыточно-туннельная компонента, однако она, появляется и возрастает в результате

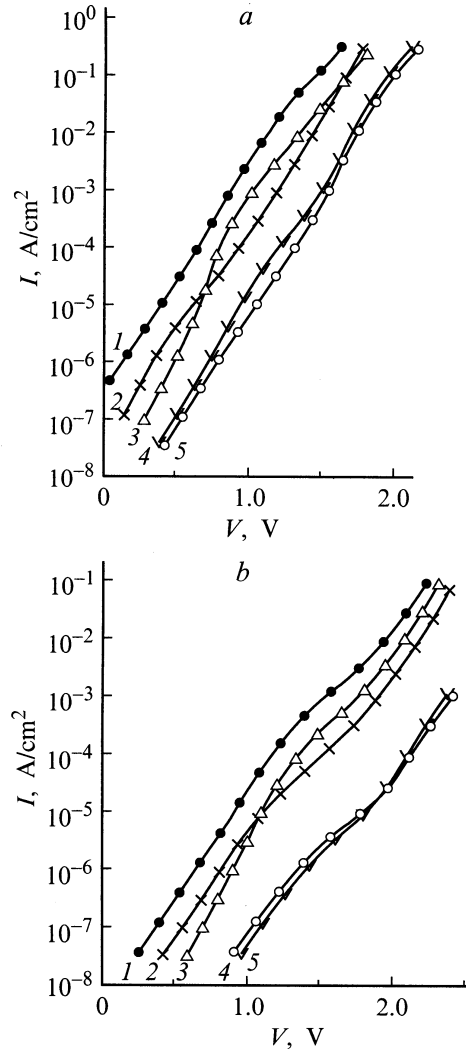


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при прямых смещениях для $p-n$ -структур из GaP на Si-подложке (1–3) и на GaP-подложке (4, 5). T , К: a — 300, b — 77.

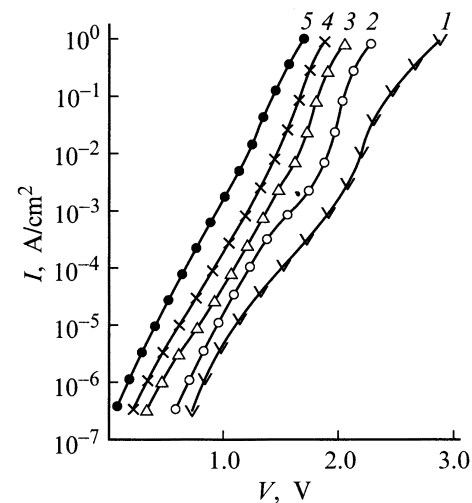


Рис. 3. Температурная зависимость вольт-амперной характеристики при прямых смещениях для $p-n$ -структуры из GaP на Si-подложке. T , К: 1 — 80, 2 — 140, 3 — 210, 4 — 293, 5 — 373.

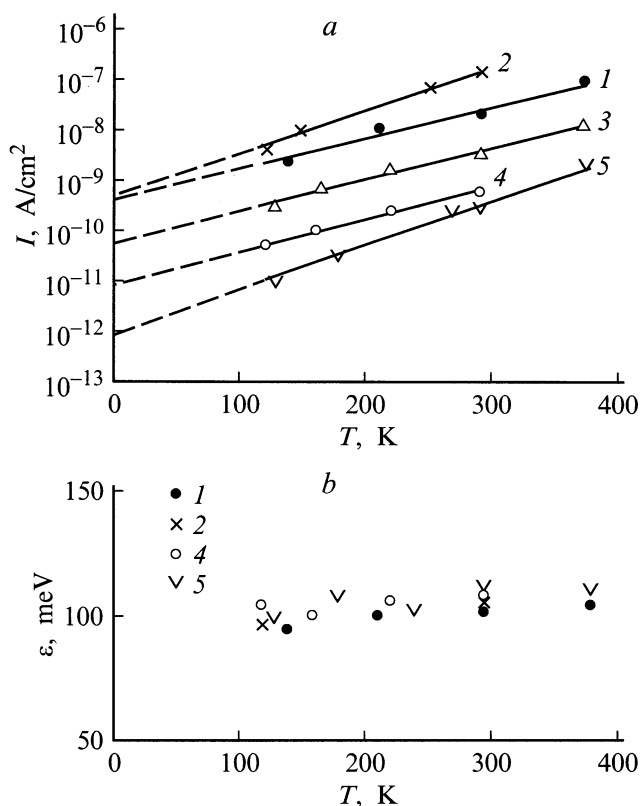


Рис. 4. Температурные зависимости параметров вольт-амперной характеристики при прямых смещениях для p - n -структур из GaP на Si-подложке (1–3) и на GaP-подложке (4, 5): *a* — предэкспоненциальный множитель I_0 ; *b* — характеристическая энергия ϵ .

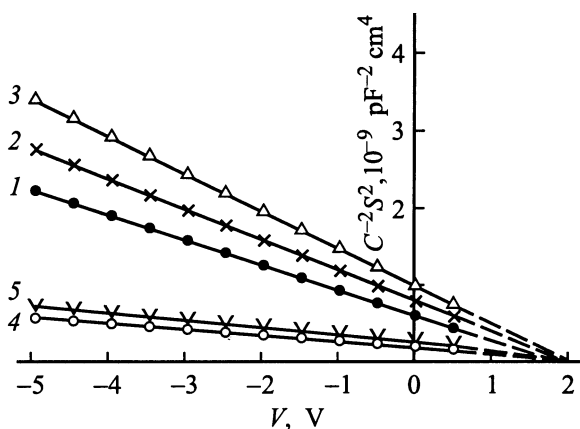


Рис. 5. Зависимость квадрата обратной емкости (C^{-2}) от напряжения (V) для p - n -структур из GaP на Si-подложке (1–3) и на GaP-подложке (4, 5). $N_{\text{eff}} = 2.5 \cdot 10^{16}$ (3), $1.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (4, 5).

токовой деградации, а не присутствует в исходных структурах, как в данной работе. Тот факт, что величина I_0 больше в структурах на инородной подложке, Si, где выше плотность дислокаций, указывает на возможное дислокационное происхождение избыточно-туннельного

тока. Наличие на I - V -характеристике горбов, особенно проявляющихся при низких температурах, не противоречит модели дислокационного туннельного шунтирования, а, скорее, подкрепляет ее, так как отражает сгущение уровней в определенных участках запрещенной зоны.

Зависимость обратного квадрата емкости (C^{-2}) от напряжения (V) — линейная, что дает возможность вычислить эффективную концентрацию

$$N_{\text{eff}} \approx \frac{n_n p_p}{(n_n + p_p)}.$$

Отметим, что в p - n -переходах на подложке Si эффективная концентрация носителей ниже, чем в структурах на подложке GaP, в 3–5 раз (рис. 5).

6. Обсуждение

Итак, вся совокупность полученных экспериментальных результатов указывает, что прямой ток является избыточно-туннельным, причем на его дислокационное происхождение указывают следующие данные. Во-первых, величина тока (при том же напряжении) больше в структурах на подложке Si, чем на подложке GaP (рис. 2, *a, b*). В частности, больше величина предэкспоненциального множителя.

Во-вторых, используя (7) и (8), мы определили плотность дислокаций; оказалось, что она по порядку величины согласуется со значениями, полученными из измерений методом ПЭМ. В структурах p - n -GaP/ n -Si — это $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ (в расчете использована частота Дебая для GaP 10^{12} s^{-1}).

Таким образом, формулы (1)–(4) хорошо описывают зависимость прямого тока от напряжения и температуры и дают правильный порядок величины плотности дислокаций. Вместе с тем эксперимент показал, что первоначальная модель дислокационного туннельного шунтирования [4] требует корректировки в отношении концентрационной зависимости ϵ . Так, из вольт-фарадных (C - V) характеристик (рис. 5) следует, что N_{eff} различается по крайней мере в 3–5 раз между двумя группами структур. Согласно модели [4], это должно дать различие значений ϵ в 1.5–2 раза, так как $\epsilon \propto 1/W \propto \sqrt{N_{\text{eff}}}$ (W — ширина области объемного заряда). Однако экспериментальные ϵ , определенные из вольт-амперных характеристик (см. рис. 4), практически одинаковы в обеих группах структур.

Следовательно, необходимо скорректировать модель [4], что сделано в следующем разделе. Введенное изменение совершенно не влияет на метод определения плотности дислокаций в [4] по формулам (7), (8), так как при этом используется только эмпирически найденное значение ϵ .

7. Скорректированная модель дислокационного шунта: многопрыжковое туннелирование по дислокационной линии

Модель многопрыжкового туннелирования по дислокационной линии предлагается для объяснения обнаруженной экспериментально независимости ε от $\sqrt{N_{\text{eff}}}$.

Дислокационная линия, согласно исходному предположению, представляет собой цепочки локализованных центров в виде потенциальных ям воронкообразной формы, имеющих спектр разрешенных уровней у края каждой ямы. Барьеры между ямами аппроксимируются в своей верхней части параболой. Поэтому на рис. 6 дислокационная линия представлена цепочкой барьеров параболической формы. Каждый барьер может быть преодолен изоэнергетическим туннельным прыжком.

В симметричном невырожденном $p-n$ -переходе (рис. 6) электрон и дырка движутся навстречу друг другу серией последовательных прыжков до середины $p-n$ -перехода, где они аннигилируют, именно такой путь представляется наиболее вероятным. Лимитирующий этап на этом пути — туннельный прыжок электрона в середине $p-n$ -перехода сквозь наибольший барьер высотой $E_{b\text{max}} = e(V_k - V)/2$, где V_k — контактная разность потенциалов (для определенности в качестве лимитирующего взят электронный прыжок).

Туннельные прыжки инициируются фононами, поэтому частота (вероятность на единицу времени) лимитирующих туннельных прыжков $\nu = \nu_D P$, где ν_D — частота Дебая, P — прозрачность наибольшего барьера.

Для параболического барьера

$$P = \exp\left(-\frac{2\pi E_{b\text{max}}}{\hbar\omega}\right), \quad (10)$$

где $\omega = \sqrt{r/m_e^*}$, m_e^* — эффективная масса электрона, r — кривизна лимитирующего параболического барьера на его вершине. Ток по одной дислокационной линии есть $i = e\nu$, следовательно, плотность тока $I = i\rho$, где ρ — плотность дислокаций, пересекающих область объемного заряда $p-n$ -перехода. Отсюда

$$I = I_0 \exp \frac{eV}{\varepsilon}. \quad (11)$$

Здесь I_0 по-прежнему дается формулой (2), и, используя (10), для ε получаем выражение

$$\varepsilon = \frac{\hbar}{\pi} \sqrt{\frac{r}{m_e^*}}, \quad (12)$$

которое принципиально отличается от хорошо известного [2,4]

$$\varepsilon = \frac{\hbar e}{2} \sqrt{\frac{N_{\text{eff}}}{\xi_0 \xi m_e^*}} \propto \frac{1}{W},$$

где ξ_0 — электрическая постоянная, ξ — диэлектрическая проницаемость полупроводника (GaP).

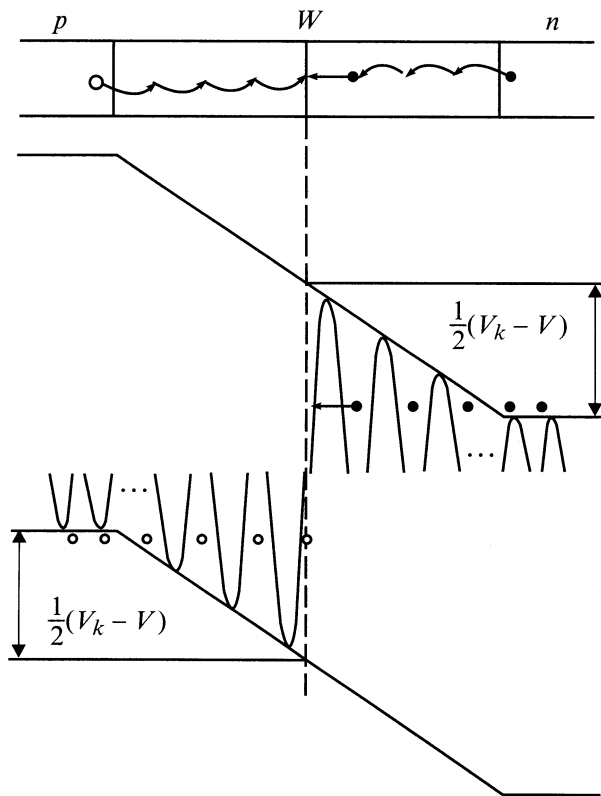


Рис. 6. Модель дислокационного шунта (многопрыжкового туннелирования по дислокационной линии) в применении к $p-n$ -переходу. Прямой стрелкой обозначен лимитирующий туннельный переход.

В данной модели многопрыжкового туннелирования по дислокационной линии величина ε зависит от феноменологического параметра r (кривизны барьера), т.е. ε теперь фактически характеризует тип дислокации. Значению $\varepsilon = 105$ мэВ, полученному экспериментально, соответствует $r = 0.25$ Дж/м², и ширина лимитирующего параболического барьера (при его высоте $E_{b\text{max}} = eV_k/2 = 1.1$ эВ, т.е. при нулевом смещении $V = 0$) составляет $d = 2$ нм.

Следует подчеркнуть существенное отличие предложенной модели дислокационного шунта (ДШ) от многих других моделей избыточно-туннельного тока (см. [2–5]) — независимость наклона вольт-амперной характеристики ε от ширины области объемного заряда W , следовательно, от эффективной концентрации N_{eff} , задаваемой уровнями легирования n - и p -областей. Эта независимость является решающим экспериментальным критерием при выборе адекватной модели и существенным отличительным признаком именно модели ДШ. Отметим важное с экспериментальной точки зрения достоинство модели ДШ [4] по сравнению со многими другими моделями: получено простое и физически ясное аналитическое выражение для предэкспоненциального множителя I_0 .

Отметим еще одно преимущество модели ДШ, а именно более широкую область применимости по сравнению с рядом моделей, которые ограничиваются рассмотрением барьера Шоттки и резкого $p-n$ -перехода, т.е. структур с квадратичной зависимостью $W \propto (V_k - V)^{1/2}$, приводящей к экспоненциальной зависимости тока от напряжения. Действительно, в этих моделях $P \propto e^{-W/\lambda}$, где $\lambda \propto (V_k - V)^{-1/2}$ — туннельная длина волны де Бройля и, следовательно, $I \propto P \propto \exp(eV/\varepsilon)$. В модели ДШ экспоненциальная зависимость I от V получается при любом распределении примесей в $p-n$ -переходе, а не только при ступенчатом, поскольку вероятность P теперь зависит не от ширины области объемного заряда W , а от d — ширины отдельного звена (барьера) цепочки параболических барьеров, моделирующих дислокационную линию, $P \propto \exp(-d/\lambda)$. Эта ширина (на уровне туннелирования) есть $d \propto (V_k - V)^{1/2}$, что дает экспоненциальную зависимость I от V для любой барьерной структуры, которая проколота дислокацией. В частности, экспонента получается и для плавного $p-n$ -перехода (с кубической зависимостью $W \propto (V_k - V)^{1/3}$), что хорошо соответствует экспериментальным данным.

8. Заключение

Сделано сравнение прямых ветвей вольт-амперных характеристик, имеющих экспоненциальную зависимость $I(V)$, для 2 типов $p-n$ -структур из GaP, выращенных методом хлоридной газовой эпитаксии, — на инородных подложках, Si, и на подложках GaP и, следовательно, различающихся плотностью дислокаций.

Показано, что механизм протекания тока имеет характерные туннельные признаки (температурная зависимость I_0 — слабая, а ε практически не зависит от температуры), т.е. ток является избыточно-туннельным.

Установлено, что предэкспоненциальные множители I_0 для структур на подложках Si значительно (на 1.5–2 порядка) больше, чем для структур на подложках GaP, а характеристические энергии ε практически одинаковы. Сделан вывод, что избыточно-туннельный ток имеет дислокационное происхождение.

Обнаружен экспериментальный факт, что наклон вольт-амперной характеристики в координатах $\ln I - V$ (ε) не зависит от ширины области объемного заряда (т.е. от N_{eff} , задаваемой уровнями легирования n - и p -областей), потребовавший корректировки модели [4].

Предложена модель дислокационного шунта — многопрыжкового туннелирования по дислокационной линии, пронизывающей область объемного заряда $p-n$ -перехода. Согласно модели, дислокационная линия представляется цепочкой параболических барьеров, преодолеваемых сериями изоэнергетических туннельных прыжков, которые инициируются фононами. Ток по дислокационной линии задается частотой самого маловероятного (лимитирующего) прыжка из этой серии. Это туннельный

прыжок электрона сквозь наибольший барьер, расположенный в середине $p-n$ -перехода.

Модель позволяет оценить плотность дислокаций в активной области (области объемного заряда) $p-n$ -перехода. В структурах на подложках Si оценка дает плотность дислокаций $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$, а на подложках GaP $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-2}$.

Список литературы

- [1] Р.П. Нанавати. *Введение в полупроводниковую электронику* (М., Связь, 1965).
- [2] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979).
- [3] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [4] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилияев, М. Джумаева, Н. Назаров. *ФТП*, **31**, 152 (1997).
- [5] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [6] К.Т. Са. В сб.: *Туннельные явления в твердых телах* (М., Мир, 1973) с. 421.
- [7] В.В. Евстропов, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **30**, 92 (1996).
- [8] А.Т. Гореленок, В.Г. Гарбузов, В.В. Евстропов, В.Г. Садиров, Н.С. Тарасов, Л.М. Федоров. *ФТП*, **18**, 1413 (1984).
- [9] A.G. Chynoweth, W.L. Feldman, R.A. Logan. *Phys. Rev.*, **121**, 684 (1961).
- [10] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилияев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров. *ФТП*, **27**, 668 (1993).
- [11] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилияев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров. *ЖТФ*, **63**, 41 (1993).
- [12] В.В. Евстропов, Б.Н. Калинин, Б.В. Царенков. *ФТП*, **17**, 599 (1983).
- [13] В.Д. Веденин, В.В. Евстропов, Б.Н. Калинин, Б.В. Царенков. *ФТП*, **9**, 1976 (1975).

Редактор Л.В. Шаронова

Dislocation origin and a model of the excessive tunnel current in GaP $p-n$ structures

V.V. Evstropov, M. Dzumaeva*, Yu.V. Zhilyaev, N. Nazarov*, A.A. Sitnikova, L.M. Fedorov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Physicotechnical Institute,
Academy of Sciences of Turkmenistan,
744000 Ashkhabad, Turkmenistan