

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ НА СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА Ge—GaAs В РЕЖИМЕ ПРОБОЯ

К. М. ДАТИЕВ

Факультет электронной техники, Северо-Кавказский политехнический институт,
Орджоникидзе

(Поступило в редакцию 1 января 1977 г.)

Проведено теоретическое исследование влияния плотности граничных состояний ($\pm N_0$) на режим лавинного пробоя гетеропереходов разных типов. Определены критические значения плотности граничных состояний, при которых существенно изменяется характер их влияния на параметры гетеропереходов Ge—GaAs. Показано, что при определенных плотностях граничных состояний гетеропереходы Ge—GaAs имеют более приемлемые статические параметры при создании на их основе лавинно-пролетных диодов, чем гетеропереходы без граничных состояний.

Ранее [1, 2] был рассмотрен лавинный пробой гетеропереходов Ge—GaAs при отсутствии на границе раздела, так называемых, граничных состояний. Однако в реальных гетеропереходах вследствие только расхождения в постоянных решетках на границе раздела гетероперехода могут возникать дефекты, число которых сравнимо с числом граничных состояний на свободных поверхностях материалов [3]. Так для пары Ge—Si число граничных состояний может составлять $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а для пары Ge—GaAs — 10^{12} см^{-2} [4]. Следствием наличия граничных состояний на границах раздела могут быть искривления зон в области контакта и, следовательно, изменение распределения электрического поля в области запирающего слоя, повышенная рекомбинация носителей заряда, а также создание условий для туннелирования носителей через границу раздела и т. п.

В настоящей работе рассматривается влияние граничных состояний на параметры гетеропереходов в режиме лавинного пробоя. При этом мы будем рассматривать некоторую гипотетическую модель резкого гетероперехода (для определенности р—п типа) с поверхностной плотностью свободных зарядов на границе раздела ($\pm qN_0$), подчиняющуюся следующим допущениям [1]:

- 1) гетеропереход является плоским;
- 2) рекомбинацией носителей заряда в запирающем слое можно пренебречь по сравнению с их дрейфом из р—п перехода;
- 3) взаимодействие носителей друг с другом мало по сравнению с их взаимодействием с решеткой;

4) коэффициенты ударной ионизации носителей усредняются в виде [5]

$$\alpha = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\ln \frac{\alpha_n}{\alpha_p}} \cong \sqrt{\alpha_n \alpha_p}, \quad (1)$$

где α_n, α_p — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок соответственно; α — усредненный коэффициент ударной ионизации электронов и дырок.

Статические параметры гетеропереходов в режиме пробоя (пробивное напряжение U_{np} и ее составляющие U_1, U_2 , ширина перехода при пробое δ и ее составляющие L_1, L_2 , вклад каждой из частей гетероперехода Φ_1 и Φ_2 в полное умножение Φ_n , напряженность электрического поля при пробое E_{np} и др.) могут быть определены из условия лавинного пробоя гетероперехода [1]

$$\int_{-L_1}^0 \alpha_1(E) dx + \int_{L_2}^0 \alpha_2(E) dx = 1, \quad (2)$$

где α_1, α_2 — усредненные в соответствии с (1) коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок в обоих материалах гетероперехода, соответственно; L_1, L_2 — толщины запирающего слоя по обе стороны от границы раздела гетероперехода.

Как известно, эти параметры определяются распределением электрического поля в области запирающего слоя гетероперехода.

Распределение электрического поля в области запирающего слоя гетероперехода можно определить из решения уравнения Пуассона. Для рассматриваемой модели гетероперехода с плотностью граничных состояний ($\pm qN_0$) граничное условие в соответствии с теоремой Гаусса имеет вид

$$\epsilon_0[\epsilon_1 E_1(0) - \epsilon_2 E_2(0)] = \pm qN_0, \quad (3)$$

где ϵ_1, ϵ_2 — относительные диэлектрические проницаемости материалов гетероперехода; $E_1(0), E_2(0)$ — напряженности электрического поля в материалах на границе раздела; q — заряд электрона.

Решение уравнения Пуассона для резкого гетероперехода с учетом (3) позволяет получить выражение для распределения электрического поля в таком же виде, как и при отсутствии граничных состояний [1].

Так для р-области при $-L_1 \leq x \leq 0$

$$E_1(x) = E_{\max 1} \left(1 + \frac{x}{L_1} \right), \quad (4)$$

$$E_{\max 1} = \frac{qN_1 L_1}{\epsilon_0 \epsilon_1}, \quad (5)$$

для п-области при $0 \leq x \leq L_2$

$$E_2(x) = E_{\max 2} \left(1 - \frac{x}{L_2} \right), \quad (6)$$

$$E_{\max 2} = \frac{qN_2 L_2}{\epsilon_0 \epsilon_2}, \quad (7)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; N_1, N_2 — концентрации атомов примесей по обе стороны от границы раздела.

Однако, при этом границы запирающего слоя L_1 и L_2 определяются из следующих квадратных уравнений:

$$L_1^2 \left(\frac{\epsilon_1 N_1^2 + \epsilon_2 N_1 N_2}{2\epsilon_1 \epsilon_2 N_2} \right) \mp L_1 \frac{N_1 N_0}{\epsilon_2 N_2} + \frac{N_0}{2\epsilon_2 N_2} - \frac{U}{q} \epsilon_0 = 0 \quad (8)$$

$$L_2^2 \left(\frac{\epsilon_2 N_2^2 + \epsilon_1 N_1 N_2}{2\epsilon_1 \epsilon_2 N_1} \right) \pm L_2 \frac{N_2 N_0}{\epsilon_1 N_1} + \frac{N_0}{2\epsilon_1 N_1} - \frac{U}{q} \epsilon_0 = 0, \quad (9)$$

где U — сумма приложенного напряжения и контактной разности потенциалов. Очевидно, что при отсутствии граничных состояний уравнения (8, 9) переходят соответственно в выражения для границ областей запирающего слоя гетероперевода при отсутствии граничных состояний [1]

$$L_1 = \left[\frac{2\epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 N_2 U}{q N_1 (\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

$$L_2 = \left[\frac{2\epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 N_1 U}{q N_2 (\epsilon_1 N_1 + \epsilon_2 N_2)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Расчет статических параметров гетероперевода был проведен при использовании экстраполяционной зависимости коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля [6]

$$\alpha(E) = a \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^m \right]. \quad (12)$$

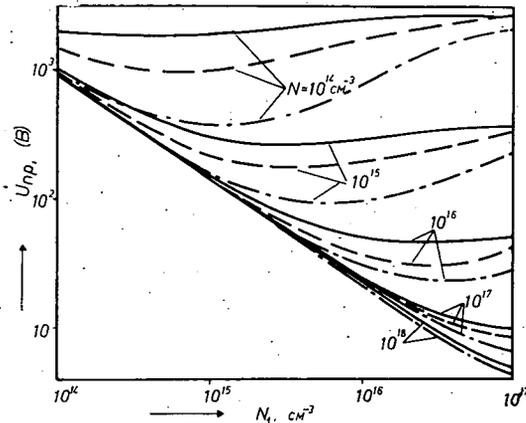


Рис. 1. Зависимость напряжения пробоя U_{np} резкого гетероперевода Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний

Значения констант a, b, t в выражении (12) для различных материалов брались из работы [6]. В результате решения уравнения (2) с учетом (1), (4—9) и (12) численным методом на ЭВМ были определены статические параметры гетеропереходов Ge—GaAs в зависимости от концентрации атомов примесей по обе стороны от границы раздела и плотности граничных состояний. Неко-

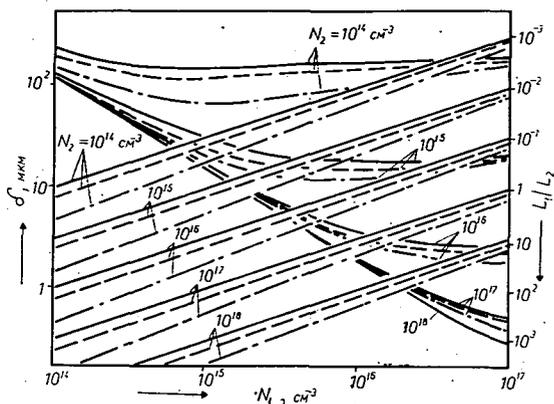


Рис. 2. Зависимость ширины запирающего слоя δ и отношения ее составляющих L_1/L_2 при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний

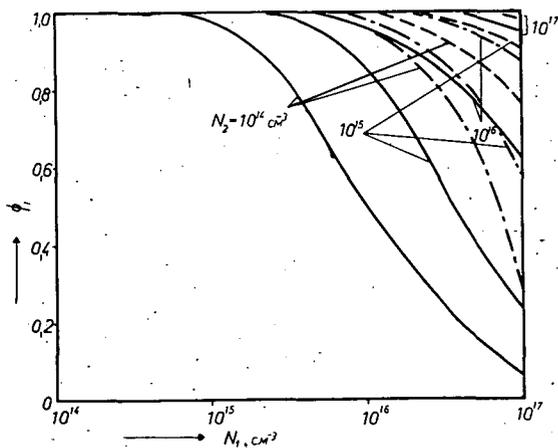


Рис. 3. Зависимость Φ_1 (первое слагаемое в уравнении (2)) при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний

торые результаты расчета приведены на рис. 1—12, на которых индекс 1-германий, 2-арсенид галлия. На всех рис. сплошным линиям соответствует плотность граничных состояний $N_0=10^{11}$ см $^{-2}$, пунктирным — $5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, штрих — пунктирным — 10^{12} см $^{-2}$. На рис. 1—6 приведены зависимости статических параметров резкого гетероперехода pGe—nGaAs от концентраций N , N_2 и $qN_0 > 0$. Эти зависимости справедливы и для nGe—pGaAs гетеропереходов при $qN_0 < 0$. Аналогичные зависимости для pGe—nGaAs гетероперехода при $qN_0 < 0$ приведены на рис. 7—12. Отметим, что такие же соотношения справедливы для pGe—nGaAs гетеропереходов при $qN_0 > 0$.

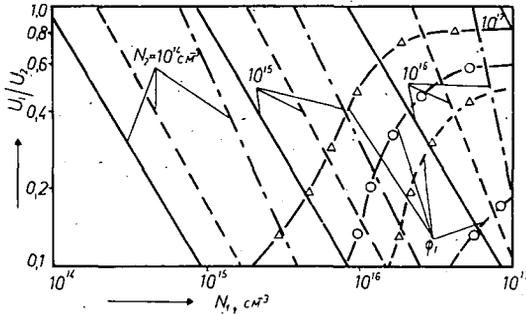


Рис. 4. Зависимость отношения составляющих напряжения пробоя U_1/U_2 и постоянных уровней Φ_1 в резком гетеропереходе Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний —○— $\Phi_1=0,9$, —△— $\Phi_1=0,95$.

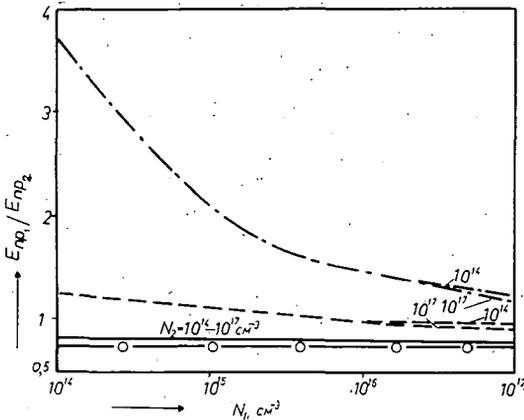


Рис. 5. Зависимость отношения $E_{np,1}/E_{np,2}$ при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний. —○— $N_0=0$.

Анализ полученных результатов показывает, что при плотностях граничных состояний $N_0 < 10^{11} \text{ см}^{-2}$ независимо от их знака заряда влиянием последних на статические параметры гетероперехода Ge—GaAs любого типа можно пренебречь. При плотностях граничных состояний $N_0 > 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в гетеропереходе Ge—GaAs происходит экранизация одной из областей запирающего слоя гетероперехода в зависимости от типа контактируемых материалов и

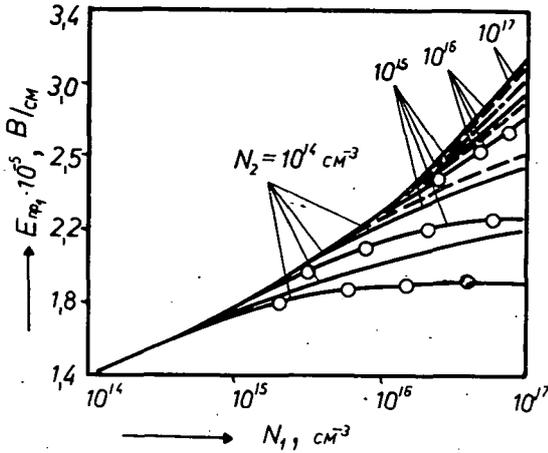


Рис. 6. Зависимость напряженности электрического поля $E_{np,1}$ при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от концентрации атомов примесей при наличии граничных состояний.
—○— $N = 0$.

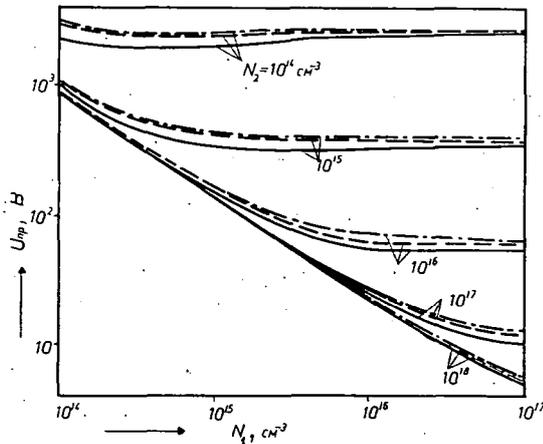


Рис. 7. Зависимость напряжения пробоя U_{np} резкого гетероперехода Ge—GaAs от N_1, N_2, N_0 .

знака заряда граничных состояний. Так, например, в гетеропереходе pGe—nGaAs при $N_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ объемный заряд полностью смещается в германий, а при $N_0 = -5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ — в арсенид галлия.

При плотности граничных состояний $10^{11} \text{ см}^{-2} \cong |N_0| \cong 10^{12} \text{ см}^{-2}$ область объемного заряда смещается либо в германий, либо в арсенид галлия в зависимости от типа гетероперехода и знака заряда граничных состояний, что приводит к существенному изменению распределения электрического поля в запирающем слое, а, следовательно, и всех параметров гетероперехода в режиме пробоя.

Известно, что использование двухслойной структуры запирающего слоя на основе гетероперехода при создании лавинно-пролетных диодов (ЛПД)

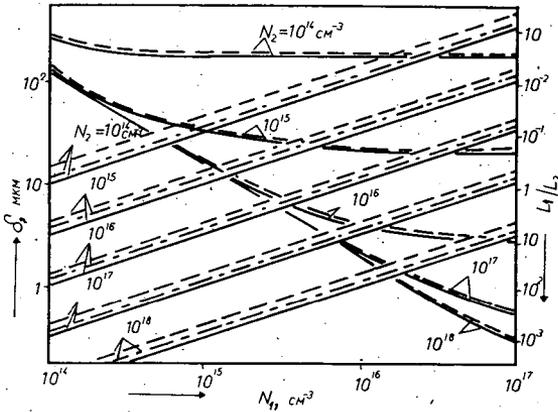


Рис. 8. Зависимости δ , L_1/L_2 при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от N_1 , N_2 , N_0 .

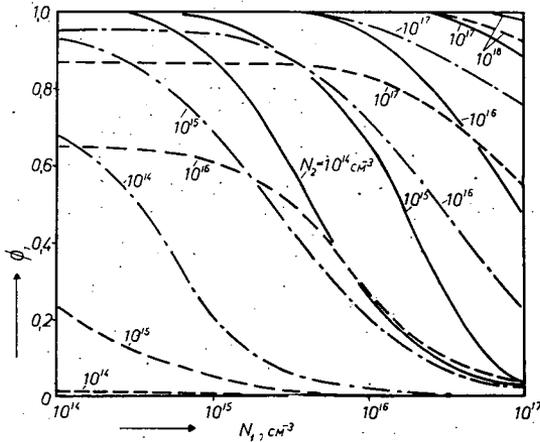


Рис. 9. Зависимость Φ_1 при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от N_1 , N_2 , N_0 .

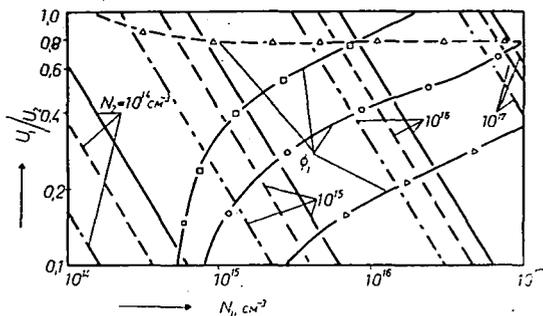


Рис. 10. Зависимости U_1/U_2 и постоянных уровней Φ_1 при пробое резкого гетероперехода от N_1, N_2, N_0 .
 —□— $\Phi_1=0,95$; —○— $\Phi_1=0,9$; —△— $\Phi_1=0,8$.

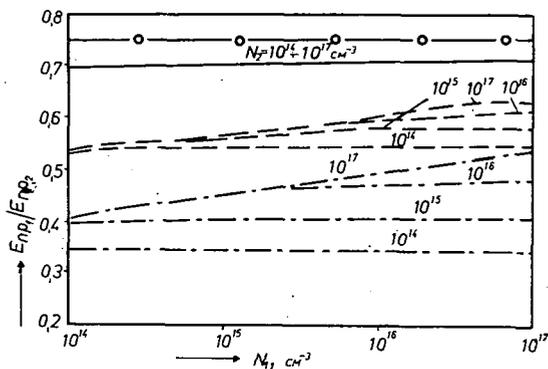


Рис. 11. Зависимость $E_{np,1}/E_{np,2}$ при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от N_1, N_2, N_0 .
 —○— $N_0=0$

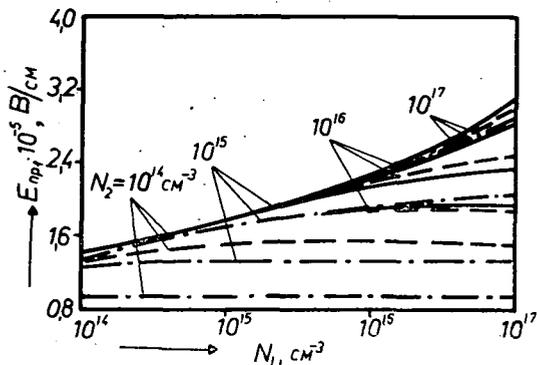


Рис. 12. Зависимость $E_{np,1}$ при пробое резкого гетероперехода Ge—GaAs от N_1, N_2, N_0 .

будет иметь существенные преимущества перед обычной структурой ЛПД в том случае, если

а) все умножение носителей сосредоточено по одну сторону гетероперевода в достаточно широком слое умножения (материале с узкой запрещенной зоной и, следовательно, с малой пробивной напряженностью электрического поля);

б) падение постоянного напряжения на пролетном пространстве U_2 (материале с широкой запрещенной зоной и, следовательно, с высокой пробивной напряженностью электрического поля) существенно превышает падение постоянного напряжения на слое умножения U_1 .

В работе [1] было показано, что для резких гетеропереходов Ge—GaAs при отсутствии граничных состояний наиболее благоприятной областью с точки зрения применения в ЛПД является область концентраций по обе стороны от границы раздела около 10^{14} см⁻³. При наличии плотности граничных состояний, не превосходящей 10^{11} см⁻² независимо от их знака, область концентраций для резких гетеропереходов Ge—GaAs, удовлетворяющая указанным выше требованиям, остается неизменной, т. е. около 10^{14} см⁻³.

При $|N_0| \cong 5 \cdot 10^{12}$ см⁻² гетеропереход Ge—GaAs теряет свои преимущества при использовании его в ЛПД, поскольку происходит экранизация одной из областей запирающего слоя. Для гетероперевода pGe—nGaAs при $N_0 \leq 10^{12}$ см⁻² область концентраций атомов примесей по обе стороны от границы раздела, при которой удовлетворяются требования к гетеропереводам при их применении в ЛПД, простирается вплоть до 10^{16} см⁻³. При этом такие гетеропереходы имеют более приемлемые статические параметры структуры при их использовании в ЛПД (меньшие значения пробивных напряжений и ширины запирающего слоя), чем гетеропереходы без граничных состояний.

В заключении отметим, что одним из полезных применений наличия граничных состояний, в частности, в гетеропереходе Ge—Si является практическое создание на их основе быстродействующих диодов с временем переключения порядка единиц наносекунд и опорных диодов со стабилизацией напряжения обеих полярностей [7].

* * *

Автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории полупроводников Института экспериментальной физики Университета им. А. Йозефа за полезные дискуссии.

Литература

- [1] Датиев К. М., И. М. Мартирозов, Я. А. Федотов.: Электронная техника, сер. 2, 6, 35, (1970).
- [2] Федотов Я. А., К. М. Датиев: Электронная техника, сер. 2., 6, 3 (1971).
- [3] Allen F. G., G. W. Gobeli: Phys Rev. **127**, 150 (1962).
- [4] Oldham W. G., A. G. Milnes: Sol. St. Elec. **7**, 153 (1964).
- [5] Шотов А. П.: ЖТФ **28**, 437 (1958).
- [6] Sze S. M., G. Gibbons: Appl. Phys. Letters **8**, 111 (1966).
- [7] Груздева Г. А.: Частное сообщение, 1974.

THE INFLUENCE OF INTERFACE STATES ON STATIC PARAMETERS OF
Ge—GaAs HETEROJUNCTIONS AT AVALANCHE BREAKDOWN*K. M. Datiev*

Theoretical investigations were made into the interface state densities influencing the avalanche breakdown of Ge—GaAs heterojunctions of different types. The critical interface state densities at which the character of this influence on the parameter of Ge—GaAs heterojunctions essentially changes, were determined. It is shown that at definite interface state densities Ge—GaAs heterojunctions have more suitable parameters for preparing IMPATT diodes, than Ge—GaAs heterojunctions without interface states have.