

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Джаманбадин К. К., Дмитриев А. Г., Евстропов В. В., Шульга М. И.

Изучено изменение прямой ветви ВАХ структур GaAs—Ni после воздействия на них лазерного излучения различной интенсивности.

Обнаружено появление избыточного тока по сравнению с током в исходных структурах, величина которого зависела от интенсивности облучения. Показано, что избыточный ток обусловлен многоступенчатым туннелированием сквозь широкий слой объемного заряда.

1. В нашей предыдущей работе [1] сообщалось о переходе барьерного контакта GaAs—Ni в омический при воздействии лазерного излучения миллисекундной длительности. Было установлено, что изменение вольт-амперной характеристики облученных структур происходит в два этапа, а переход от первого ко второму наблюдается при интенсивностях $\Phi_{кр} = 0.12 - 0.14$ кВт/см². Облучение с интенсивностью $\Phi < \Phi_{кр}$ приводит к появлению избыточного тока на начальном участке ВАХ в области только малых плотностей тока, а облучение с интенсивностью $\Phi > \Phi_{кр}$ приводит к появлению избыточного тока во всем интервале токов вплоть до 10^2 А/см². Дальнейшее увеличение интенсивности облучения приводило к переходу барьерного контакта в омический.

Настоящая работа посвящена изучению механизма протекания избыточного тока в структурах GaAs—Ni после облучения их импульсами ОКГ с интенсивностью $\Phi < \Phi_{кр}$.

2. Объектами исследования были поверхностно-барьерные структуры GaAs—Ni, основные параметры которых, а также методика фотообработки описаны в работе [1].

Механизм протекания тока в них анализировался в работе [2], где было показано, что в интервале температур 77—410 К ток представляет собой сумму туннельной и термоэмиссионной компонент:

$$I = I_{01} \exp\left(\frac{qU}{\varepsilon}\right) + I_{02} \exp\left(\frac{qU}{\beta kT}\right), \quad (1)$$

где q — заряд электрона, $\varepsilon = 0.026$ эВ, $\beta = 1.04$, причем при низких температурах (77—270 К) преобладает туннельный ток, при высоких (300—410 К) — термоэмиссионный.

3. После каждого i -го облучения производились измерения ВАХ до плотности тока 1 А/см² в интервале температур 77—410 К.

В результате оказалось, что зависимость избыточного тока (избыточного по сравнению с туннельным при низких температурах и по сравнению с термоэмиссионным при высоких) от напряжения аппроксимируется экспонентой вида (рис. 1).

$$I_{изб} = I_{0i}^{изб} \exp\left(\frac{qU}{\varepsilon_i^{изб}}\right), \quad (2)$$

где предэкспоненциальный множитель I_{0i}^{ns6} и характеристические энергии ε_i^{ns6} зависят от Φ_i и увеличиваются с ее ростом.

Зависимости $\varepsilon_i^{ns6}(T)$, $I_{0i}^{ns6}(T)$, как и $\varepsilon(T)$, $I_0(T)$ для необлученных структур, различны для разных температурных интервалов.

В интервале температур 77—270 К ε_i^{ns6} не зависят от температуры, превосходят значения характеристической энергии ε исходных структур, и их значения растут с увеличением Φ_i (рис. 2). Постоянство $\varepsilon_i^{ns6}(T)$ дает основания полагать, что в этой области температур протекание тока обусловлено туннельным механизмом.

Температурные зависимости предэкспоненциального множителя \tilde{I}_{0i}^{ns6} (рис. 3) в этом интервале температур описываются выражением

$$I_{0i}^{ns6} \sim \exp(m_i T), \quad (3)$$

что характерно для туннельного механизма протекания тока [8].

В интервале 300—410 К характеристические энергии ε_i^{ns6} зависят от температуры и могут быть аппроксимированы выражением $\varepsilon_i^{ns6} = \beta_i kT$, однако $\beta_i > 1$, что не дает основания считать эту зависимость соответствующей теории Бете (рис. 2).

Температурные зависимости предэкспоненциального множителя I_{0i}^{ns6} функционально соответствуют теории термоэлектронной эмиссии Бете

$$I_{0i}^{ns6} \sim \exp\left(-\frac{\varphi_B}{kT}\right), \quad (4)$$

хотя реальные значения I_{0i}^{ns6} превосходят значение I_0 , характерное для исходных структур (рис. 4).

4. Экспериментальные данные в интервале температур 77—270 К свидетельствуют о туннельной природе избыточного тока. Однако исследованные структуры созданы на основе невырожденного полупроводника, поэтому появление туннельного тока требует специального обсуждения.

Для структур с барьером Шоттки на основе невырожденного полупроводника n -типа можно записать следующее выражение для туннельного тока:

$$I = q \vartheta_i n S D, \quad (5)$$

где ϑ_i — тепловая скорость электрона, n — концентрация электронов, S — площадь барьерного контакта, D — прозрачность барьера.

Известно, что при туннелировании прозрачность определяется соотношением [4]

$$D = D_0 \exp\left(-A \frac{l}{\lambda}\right), \quad (6)$$

где l — ширина потенциального барьера на уровне туннелирования электрона, λ — глубина туннельного проникновения электронов под барьер, коэффициенты D_0 и A слабо зависят от формы барьера и имеют значения около единицы [4].

Учитывая, что для поверхностно-барьерных структур ширина потенциального барьера (l) равна ширине слоя объемного заряда (W) и зависит от напряжения (U):

$$l = W = \left[\frac{2x_n}{qN_D} \left(U_k - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где x_n — диэлектрическая проницаемость полупроводника, U_k — контактная разность потенциала, N_D — концентрация доноров, а форма барьера близка к треугольной, глубину туннельного проникновения электронов на уровне $\sim kT$ от дна зоны проводимости можно записать в виде

$$\lambda = \hbar \left[2m^* q \left(U_k - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{-1/2}, \quad (8)$$

где m^* — эффективная масса электрона.

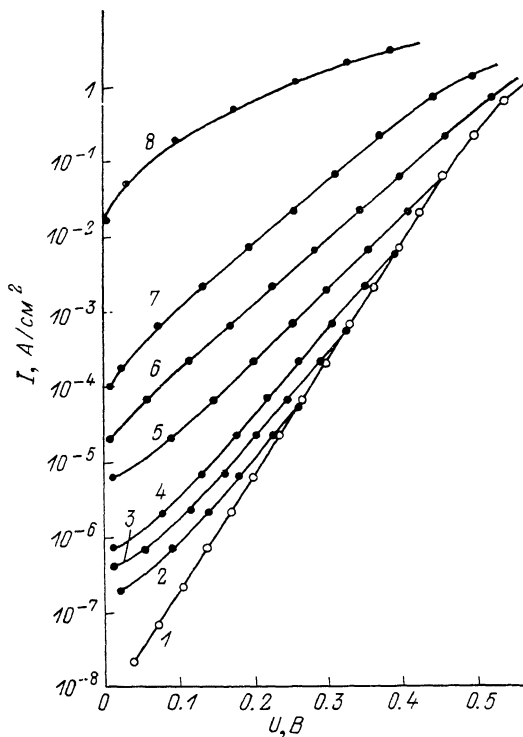


Рис. 1. Зависимость прямого тока от напряжения (300 К) при различных интенсивностях облучения.

Φ , кВт/см²: 1 — 0; 2 — 0.08; 3 — 0.10; 4 — 0.12; 5 — 0.14; 6 — 0.16; 7 — 0.20; 8 — 0.25.

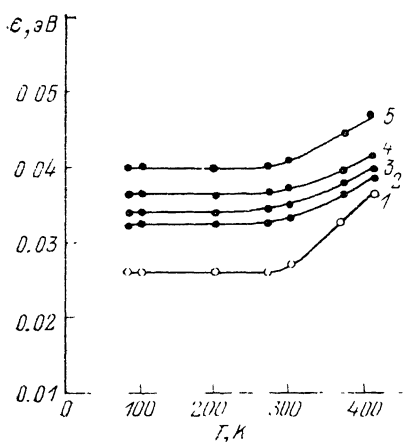


Рис. 2. Зависимость характеристической энергии ϵ от температуры при различных интенсивностях облучения.

Φ , кВт/см²: 1 — 0; 2 — 0.08; 3 — 0.10; 4 — 0.12; 5 — 0.14.

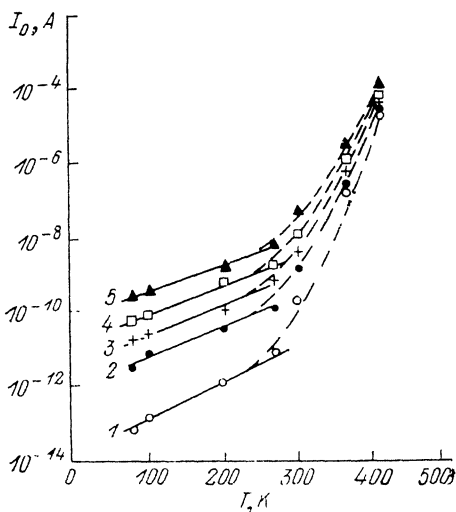


Рис. 3. Температурные зависимости предэкспоненциального множителя I_0 при различных интенсивностях облучения.

Φ , кВт/см²: 1 — 0; 2 — 0.08; 3 — 0.10; 4 — 0.12; 5 — 0.14.

Если учесть, что величину контактного потенциала можно выразить как

$$U_k = \frac{(\varphi_B - \mu)}{q} = \left[\frac{2}{3} (E_g(0) - \gamma T) - kT \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \right] / q, \quad (9)$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны при 0 К, γ — температурный коэффициент E_g , а φ_B — высота барьера, выражение для туннельного тока будет иметь вид

$$I = I_0 \exp \left(A \frac{qU}{\varepsilon} \right), \quad (10)$$

где

$$\varepsilon = q \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{\kappa_n m^*} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

$$I_0 = I_{00} \exp(mT), \quad (12)$$

$$m = \left[\frac{2}{3} \gamma + k \left(\ln \frac{N_c}{N_D} + 1 \right) \right] \frac{A}{\varepsilon}, \quad (13)$$

$$I_{00} = q \delta_i n S \exp \left(-A \frac{2}{3} \frac{E_g(0)}{\varepsilon} \right). \quad (14)$$

Из формул (10)—(14) вытекают известные свойства туннельного тока:

— экспоненциальная зависимость от напряжения с температурно независимой характеристической энергией ε [формулы (10), (11)];

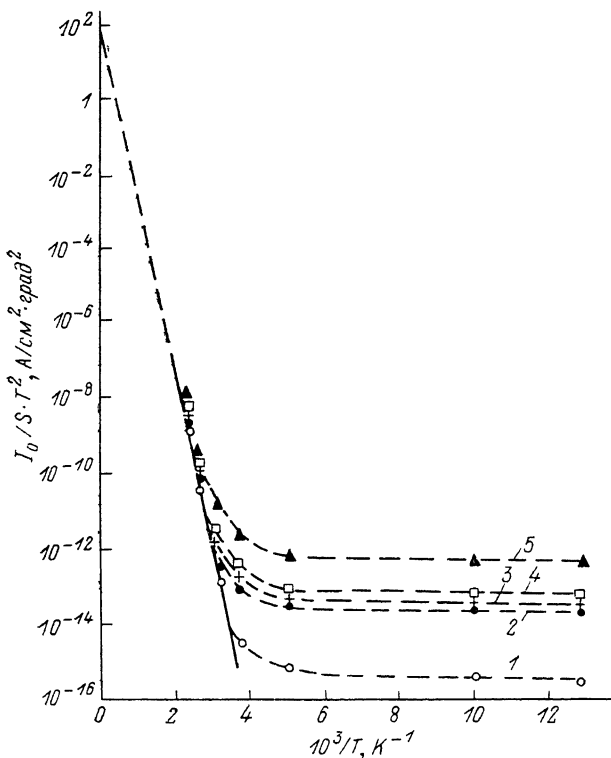


Рис. 4.

То же, что и на рис. 3.

— экспоненциальная зависимость предэкспоненциального множителя I_0 от температуры формулы [(12), (13)].

Кроме известных свойств туннельного тока, из формул (12), (13) вытекает связь предэкспоненциального множителя I_0 и характеристической энергии ε , которая для туннельного тока в поверхностно-барьерных структурах имеет вид

$$I \sim \exp \left(- \frac{A \left(U_x - \frac{kT}{q} \right)}{\varepsilon} \right). \quad (15)$$

Как указывалось выше, предэкспоненциальный множитель I_{0i}^{ns6} и характеристические энергии ε_i^{ns6} увеличиваются с ростом Φ_i . При этом экспериментально полученная связь предэкспоненциального множителя I_{0i}^{ns6} и ε_i^{ns6} оказалась экспоненциальной (рис. 5), что соответствует (15).

Таким образом, сравнение экспериментальных результатов для облученных структур с изложенными свойствами туннельного тока показало их функциональное соответствие, а именно:

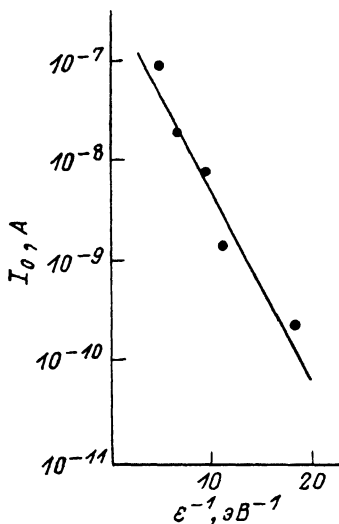


Рис. 5. Зависимость предэкспоненциального множителя I_0 от обратной величины характеристической энергии ε^{-1} (300 К).

— экспоненциальную зависимость тока от напряжения с температурно-независимой характеристической энергией ε_i^{ns6} ;

— экспоненциальную зависимость предэкспоненциального множителя I_{0i}^{ns6} от температуры;

— экспоненциальную связь предэкспоненциального множителя I_{0i}^{ns6} от обратной величины характеристической энергии $1/\varepsilon_i^{ns6}$.

Однако расчеты значения I_0 , произведенные по формулам (11)—(14), показали, что полученные величины на много порядков меньше экспериментальных, так же как и расчетные значения характеристической энергии ε ($\sim 10^{-3}$ эВ) более чем на порядок меньше экспериментальных. Значения же рассчитанного параметра m , наоборот, на порядок превышают значения m_s , полученные из эксперимента.

Как указывалось выше, ε_i^{ns6} и I_{0i}^{ns6} увеличиваются с ростом Φ_i . Формально это может означать увеличение N_D при облучении. Однако измерения характеристик емкость—напряжение облученных структур показали, что изменения емкости при $U=0$ В не превышают 6 %. Это значит, что изменения ширины барьера и N_D также незначительны и не могут быть причиной изменения ε_i^{ns6} и I_{0i}^{ns6} .

Возможной причиной увеличения I_{0i}^{ns6} и ε_i^{ns6} при облучении может быть появление в запрещенной зоне полупроводника состояний, по которым электрон может совершать ступенчатое туннелирование. Наличие таких состояний в запрещенной зоне может быть обусловлено наличием там дефектов и дислокаций, образованных при облучении. В результате нескольких таких «скачков» электрон может туннельно преодолеть широкий барьер. Если принять число скачков равным δ , то эффективная глубина туннелирования будет в δ раз больше глубины туннелирования электрона λ . Тогда, заменив в (5) λ на $\delta\lambda$, увидим, что

множитель δ войдет в формулы (8) и (11) в виде произведения с \hbar . В итоге получим соотношения для туннельного тока, аналогичные (10)–(14), но отличные от них тем, что вместо ε будет произведение $\delta\varepsilon$. Если для каждого Φ_i за δ принять отношение экспериментальных значений $\varepsilon_i^{\text{экс}}$ к теоретическому ε , полученное без учета многоступенчатого туннелирования, т. е. $\delta = \varepsilon_i^{\text{экс}}/\varepsilon$, то расчетные значения предэкспоненциального множителя I_0^* и параметра m^* окажутся по величине близкими к экспериментальным значениям $I_0^{\text{экс}}$ и m_i (см. таблицу).

Значения предэкспоненциального множителя $I_0^{\text{экс}}$, I_0^* , I_0 и параметров m_i , m^* , m , полученных из эксперимента ($I_0^{\text{экс}}$, m_i) и рассчитанных с учетом многоступенчатого туннелирования (I_0^* , m^*) и без учета многоступенчатого туннелирования (I_0 , m) при различных интенсивностях (Φ_i) падающего излучения (300 К)

Φ_i , кВт/см ²	$I_0^{\text{экс}}$, А	I_0^* , А	I_0 , А	m_i , град ⁻¹	m^* , град ⁻¹	m , град ⁻¹
0	$2.8 \cdot 10^{-10}$	$1.0 \cdot 10^{-9}$	10^{-435}	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$
0.08	$2.4 \cdot 10^{-9}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	10^{-435}	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$
0.10	$8.1 \cdot 10^{-9}$	$6.0 \cdot 10^{-7}$	10^{-435}	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$
0.12	$2.8 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	10^{-435}	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$
0.14	$1.0 \cdot 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	10^{-435}	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-1}$

Таким образом, с помощью феноменологического параметра δ при сохранении всех функциональных зависимостей, характеризующих туннелирование сквозь слой объемного заряда, удается получить значения I_0^* и m^* , близкие к экспериментальным. Обнаруженный туннельно избыточный ток удается описать в рамках известных функциональных зависимостей, характеризующих туннелирование сквозь слой объемного заряда, в предположении углубленного туннелирования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Джаманбалин К. К., Дмитриев А. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 11. С. 2024–2028.
- [2] Джаманбалин К. К., Дмитриев А. Г., Поссе Е. А., Шульга М. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 12. С. 2089–2093.
- [3] Зи С. А. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 656 с.
- [4] Мотт Н., Снеддон И. Волновая механика и ее применения. М., 1966. 428 с.

Ленинградский государственный
технический университет

Получена 4.12.1990
Принята к печати 19.06.1991