

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В ВАРИЗОННОЙ

### $m-p-n$ -СТРУКТУРЕ

#### II. ЭДС ХОЛОСТОГО ХОДА

Резников Б. И., Царенков Г. В.

Теоретически исследован нестационарный фотоэффект в варизонной  $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов, большей  $E_g^{\text{max}}$ . Рекомбинацией носителей и их захватом на ловушки пренебрегалось.

Разность потенциалов для разомкнутой цепи представлена в виде суммы парциальных:  $V(t) = V_{pn} + V_p - V_{ms}$ . Определяющее влияние на зависимость  $V(t)$  оказывают изменения разности потенциалов на слое объемного заряда у освещаемой поверхности  $V_{ms}$  и на  $p-n$ -переходе  $V_{pn}$ . Разделение носителей в слое объемного заряда у освещаемой поверхности приводит к начальному отрицательному значению  $V$ , после чего  $V(t)$  уменьшается из-за диффузионной накачки слоя носителями из  $p$ -толщи. По мере дрейфа и диффузии носителей  $V(t)$  проходит через минимум, растет и приближается к насыщению. Асимптотическое значение  $V$  зависит от уровня возбуждения  $h$  и диффузионного параметра  $\delta = kT/\Delta E_g$ . При  $\delta < \delta_{cr}$  и произвольных (сколь угодно малых)  $h$  или при  $\delta > \delta_{cr}$  и  $h > h_{cr} > 0$  потенциал  $V(t)$  меняет знак. Время  $t_V$ , при котором  $V(t_V) = 0$ , растет с уменьшением  $h$ , стремясь к максимальному значению  $t_V^{\text{max}}$ , зависящему от  $\delta$ . Отношение  $t_V$  к пролетному времени  $t_d = d \left( \frac{1}{e} \mu_n |\nabla E_g| \right)$  с увеличением  $\delta$  уменьшается для больших значений  $h$  и увеличивается для малых  $h$ . При  $\delta > \delta_{cr}$  с уменьшением  $h$  величина  $t_V^{\text{max}}$  стремится к бесконечности при  $h \rightarrow h_{cr}$ , и, если  $h < h_{cr}$ , потенциал  $V(t)$  вообще не меняет знака, оставаясь  $< 0$ . Отмеченные эффекты объясняются уходом значительной доли прогенерированных первоначально носителей в слой объемного заряда у освещаемой поверхности, что существенно при их малом начальном числе и слабом дрейфе.

**Введение.** В работе [1] теоретически рассмотрена эволюция пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) в варизонной  $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов, большей ширины запретной зоны на широкозонной освещаемой поверхности. Рассматривались быстрые процессы, так что рекомбинацией носителей и их захватом на ловушки пренебрегалось.

Было показано, что эволюция включает 4 стадии: 1) разделение ННЗ в слоях объемного заряда сразу же после освещения в течение максвелловского времени релаксации  $t_r$ ; 2) диффузионную накачку слоя объемного заряда у освещаемой поверхности носителями из  $p$ -толщи; 3) дрейф и диффузию импульса ННЗ при слабом влиянии границ  $p$ -толщи; 4) уход носителей в  $p-n$ -переход. Длительность стадий, форма импульса и изменение полного числа носителей в  $p$ -толще сильно зависят от уровня возбуждения  $h \equiv I_i t_i \alpha_0 / N_A$  ( $I_i$  — плотность потока фотонов, вошедших в образец,  $t_i$  — длительность импульса,  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения,  $N_A$  — концентрация акцепторов).

В настоящей работе, продолжающей [1], исследована зависимость ЭДС холостого хода изучаемой структуры (рис. 1) от уровня возбуждения  $h$  и диффузионного параметра  $\delta = kT/\Delta E_g$ .

#### 1. Разность потенциалов

1.1. После освещения образца и разделения носителей в слоях объемного заряда на его границах возникает разность потенциалов  $\Phi(t_i)$ , отличающаяся от равновесной  $\Phi^{eq}$ , которая может быть непосредственно измерена. Последую-

шая диффузионная накачка переднего слоя объемного заряда носителями из  $p$ -толщи приводит к дальнейшему изменению  $\Phi$  за счет увеличения разности потенциалов  $\Phi_{ms}$  на этом слое, вызванного возрастанием граничной концентрации и уменьшением ширины слоя. Движение импульса ННЗ вдоль образца вносит дополнительный вклад в изменение разности потенциалов между границами квазинейтральной толщи (благодаря ЭДС Тауца и ЭДС Дембера). Наконец,

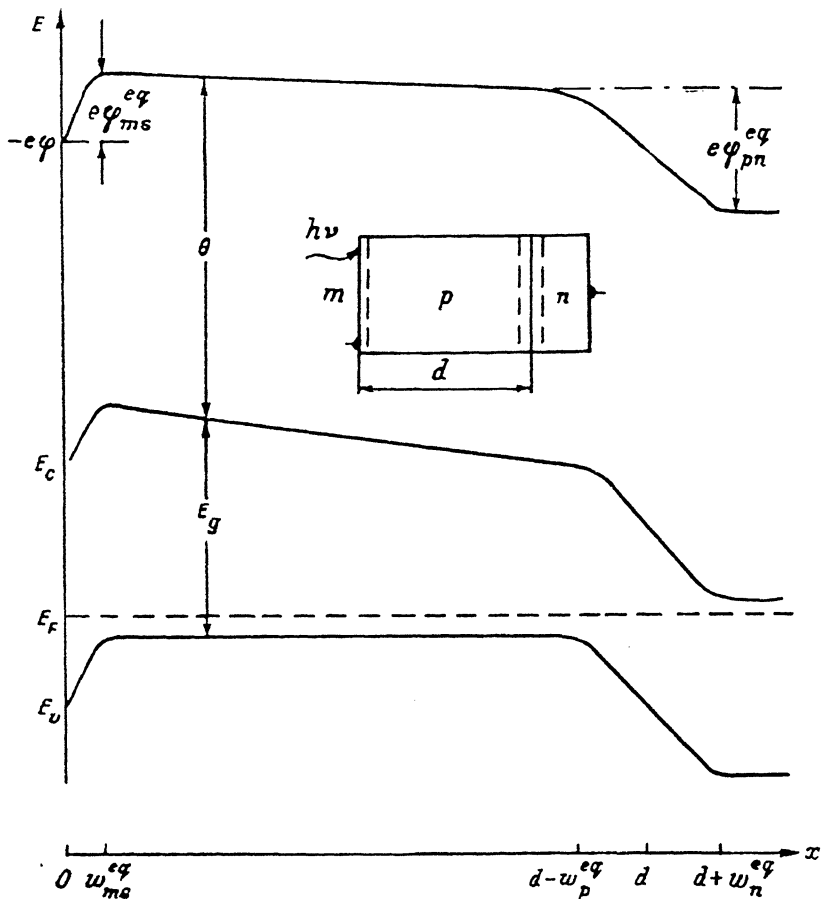


Рис. 1. Энергетическая диаграмма в равновесии и схема (вставка)  $m-p-n$ -структуры.  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\theta$  — электронное средство,  $e\varphi_{ms}^{eq}$ ,  $e\varphi_{pn}^{eq}$  — парциальные разности потенциалов,  $w_{ms}^{eq}$ ,  $w_p^{eq}$ ,  $w_n^{eq}$  — толщины слоев объемного заряда.

разделение носителей в слое объемного заряда  $p-n$ -перехода также изменяет полную разность потенциалов, которая может быть записана в виде

$$\Phi = \Phi(x \rightarrow \infty) - \Phi(x=0) = \Phi(\infty) - \Phi(d+w_n) + \Phi(d+w_n) - \Phi(d-w_p) + \Phi(d-w_p) - \Phi(w_{ms}) + \Phi(w_{ms}) - \Phi(0). \quad (1)$$

Вводя парциальные разности потенциалов, получим

$$\Phi = \Phi_{pn} + \Phi_p - \Phi_{ms} + \Phi_n, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{pn} &= \Phi(d+w_n) - \Phi(d-w_p), & \Phi_p &= \Phi(d-w_p) - \Phi(w_{ms}), \\ \Phi_{ms} &= \Phi(0) - \Phi(w_{ms}), & \Phi_n &= \Phi(\infty) - \Phi(d+w_n). \end{aligned} \quad (3)$$

В равновесии

$$\Phi^{eq} = \Phi_{pn}^{eq} + \Phi_p^{eq} - \Phi_{ms}^{eq} + \Phi_n^{eq}. \quad (4)$$

Обозначим изменения парциальных и полного потенциалов после освещения как  $V = \Phi^{eg} - \Phi$ ; тогда

$$V = V_{pn} + V_p - V_{ms} + V_n. \quad (5)$$

Будем пренебрегать падением потенциала  $V_n$  на квазинейтральной  $n$ -толще (в рассматриваемом нами случае разомкнутой цепи омическое падение потенциала равно нулю, а ЭДС Дембера, существующая в гомозонном полупроводнике, мала, т. е.  $V_n \ll 1$ ).

Разности потенциалов на слоях объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода  $V_{pn} = \Phi_{pn}^{eg} - \Phi_{pn}$  и у освещаемой поверхности  $V_{ms} = \Phi_{ms}^{eg} - \Phi_{ms}$  — функции концентраций ННЗ на границах с квазинейтральной толщей. Они могут быть определены по найденным в [1] значениям  $W_{pn}(T)$  и  $W_{ms}(T)$  с помощью соотношения Шоттки по формуле

$$V_i(T) = 1/2 [W_i^{eg2} - W_i^2(T)], \quad (i = pn, ms). \quad (6)$$

1.2. Вычислим разность потенциалов в  $p$ -толще. По определению,

$$\begin{aligned} V_p &= \Phi^{eg}(d - w_p^{eg}) - \Phi^{eg}(w_{ms}^{eg}) - [\Phi(d - w_p) - \Phi(w_{ms})] = \\ &= \frac{e}{kT} \left\{ - \int_{w_{ms}^{eg}}^{d - w_p^{eg}} E^{eg} dx + \int_{w_{ms}}^{d - w_p} E dx \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поле в квазинейтральной толще равно сумме равновесного и неравновесного полей  $E = E^{eg} + E'$ . Тогда

$$V_p \approx \frac{e}{kT} \int_{w_{ms}}^{d - w_p} E' dx, \quad (8)$$

где мы пренебрегли вкладом от изменения равновесной разности потенциалов в  $p$ -толще за счет увеличения ее протяженности (этот вклад равен  $(1/kT)(d/dx)(\theta + E_g)(\Delta w_{ms} + \Delta w_p)$  и для GaAlAs не превышает 0.02 при  $T = 300$  К).

Неравновесное поле в  $p$ -толще находится из условий  $n' = p'$ ,  $q_p = q_n$  [2] и равно

$$E' = \frac{v_n n' + (D_p - D_n) \frac{\partial n'}{\partial x}}{n \mu_n + p \mu_p}. \quad (9)$$

Тогда при  $p = N_A + n'$ ,  $n = n'$ ,  $D = \frac{kT}{e} \mu$ ,  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ ,  $v_n = \frac{1}{e} \mu_n |\nabla E_g|$  получаем

$$\frac{e}{kT} E' = \frac{|\nabla E_g| b}{kT} \frac{n'}{N_A + (b+1)n'} - \frac{b-1}{N_A + (b+1)n'} \frac{\partial n'}{\partial x}. \quad (9a)$$

Записывая  $V_p$  в виде суммы ЭДС Тауца и ЭДС Дембера  $V_p = V_{pT} + V_{pD}$  и вводя относительную концентрацию  $N = n'/N_A$ , получим

$$V_{pT} = \frac{|\nabla E_g| b}{kT(b+1)} \int_{w_{ms}}^{d - w_p} \frac{N dx}{N + (b+1)^{-1}}, \quad (10)$$

$$V_{pD} = - \frac{b-1}{b+1} \int_{w_{ms}}^{d - w_p} \frac{\frac{\partial N}{\partial x} dx}{N + (b+1)^{-1}} = \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{1 + (b+1)N(w_{ms})}{1 + (b+1)N(d - w_p)}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что  $V_{pD} \leq 1$ , если  $N(w_{ms}) \sim N(d - w_p) \leq (b+1)^{-1}$ .

Оценим  $V_{pT}$  сверху, считая, что в начальный момент во всей квазинейтральной толще  $N(x, t=0) = h e^{-\alpha_0 x}$ . Интегрирование дает

$$V_{pT}(t=0) = \frac{1}{\delta \alpha_0 d} \frac{b}{(b+1)} \ln [1 + h(b+1)]. \quad (12)$$

## 2. Зависимость разности потенциалов от времени

2.1. На рис. 2 изображены зависимости от времени парциальных и полной разности потенциалов при  $\Phi_{ms}(t_r) = \Phi_0 = 4$  ( $h=1$ ). Время отсчитывается от момента  $t_r$ , соответствующего окончанию разделения зарядов (1-я стадия) и возникновению начальной разности потенциалов на слое объемного заряда. Стадия накачки при  $T < 0.05$ , дающая  $\Delta V_{ms} = 0.4$ , на рис. 2 практически не видна. Величина  $V_p$  слабо зависит от времени [см. (10) и (11)]. При малом  $h$

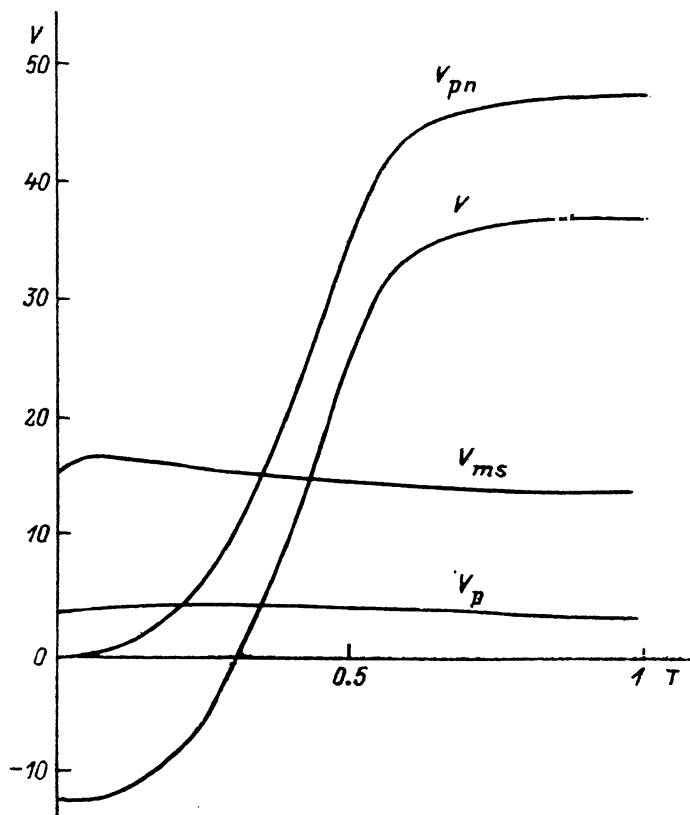


Рис. 2. Зависимость парциальных и полной разности потенциалов от времени  $T = t/t_d$  ( $t_d = d/e^{-1} \mu_n |\nabla E_g|$ ) при  $h=1$ ,  $\delta=0.1$ .

эта зависимость более резкая, однако сам  $V_p \sim h$  и вносит незначительный вклад в полную разность потенциалов  $V$ .

Определяющее влияние на  $V(T)$  оказывает значение  $V_{pn}$ , зависящее от концентрации ННЗ на правой границе  $p$ -толщи. Если  $N(d-w_p)$  превышает несколько сотых, высота барьера  $p$ - $n$ -перехода  $\Phi_{pn}$  становится незначительной,  $V_{pn}$  стремится к  $\Phi_{pn}^0$ , а зависимость  $V(T)$  выходит на асимптоту.

Характерными величинами на графике являются точка, где  $V(T_V) = 0$ , производная  $dV/dT$  в этой точке и значение асимптоты.

2.2. Влияние уровня возбуждения на зависимость  $V(T)$  показано на рис. 3. Величина  $T_V$  с уменьшением уровня возбуждения увеличивается и стремится к максимальному значению, равному  $T_V^{\max} = 0.69$ . Производная в точке  $T_V$  уменьшается с понижением  $h$ .

2.3. Результаты исследования влияния диффузионного параметра  $\delta$  на положение точки  $T_V$  и характер всей зависимости  $V(T)$  для различных  $h$  и  $\delta = 0.1 - 0.5$  показаны на рис. 4, 5.

Обращает на себя внимание то, что при больших  $\Phi_0$  ( $\approx 10 - 17$ ) ( $h = 0.3 - 0.06$ ) увеличение  $\delta$  приводит к уменьшению  $T_V$  (рис. 4). Для  $\Phi_0 \geq 18$  ( $h \leq$

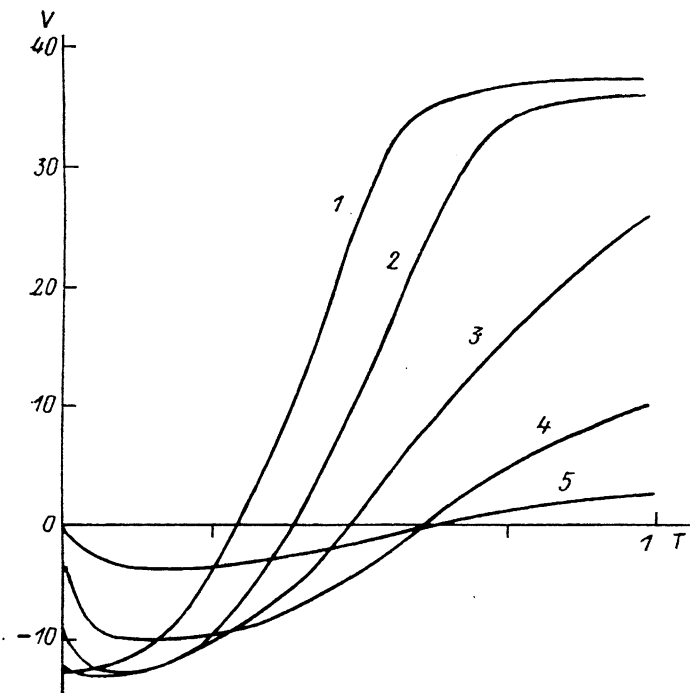


Рис. 3. Зависимость полной разности потенциалов от уровня возбуждения.

$\Phi_0$ : 1 — 4, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 17, 5 — 19;  $h$ : 1 — 1, 2 — 0.3, 3 — 0.1, 4 — 0.06, 5 — 0.02.

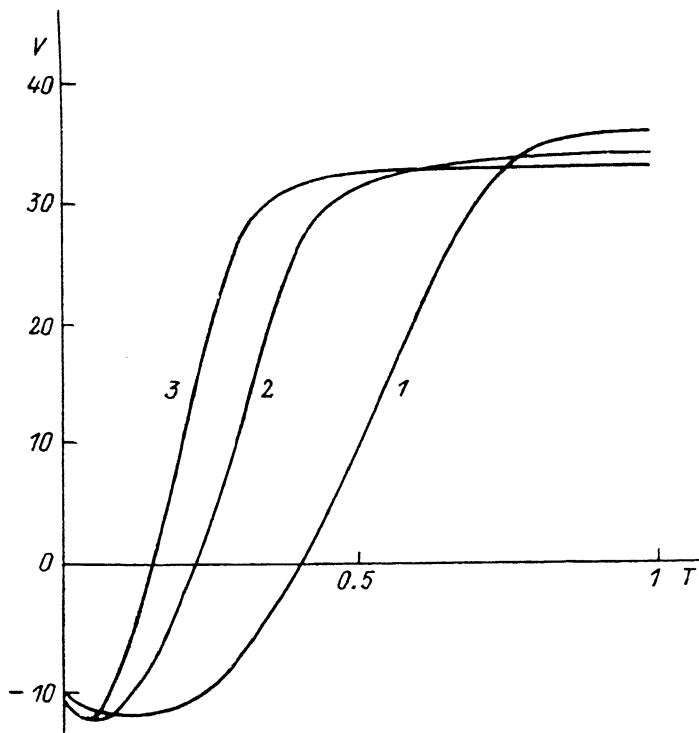


Рис. 4. Зависимость полной разности потенциалов от времени при  $\Phi_0=10$  ( $h=0.3$ ) и различных значениях  $\delta$ .

$\delta$ : 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.5.

$\leq 0.03$ ), напротив, наблюдается увеличение  $T_V$  с ростом  $\delta$  (рис. 5, кривые 1, 3). Более того, при совсем малых уровнях возбуждения и больших значениях  $\delta$  зависимость  $V(T)$  выходит на асимптоту, лежащую в отрицательной области  $V(T)$  (рис. 5, кривые 4, 5). Это объясняется тем, что диффузия увеличивает сток носителей в оба слоя объемного заряда. При больших  $h$ , когда концентрация носителей на правой границе достаточно велика, это приводит к более раннему появлению достаточно больших значений  $V_{pn}$ , компенсирующих  $-V_{ms}$  за счет диффузии носителей с головной части переднего крыла импульса.

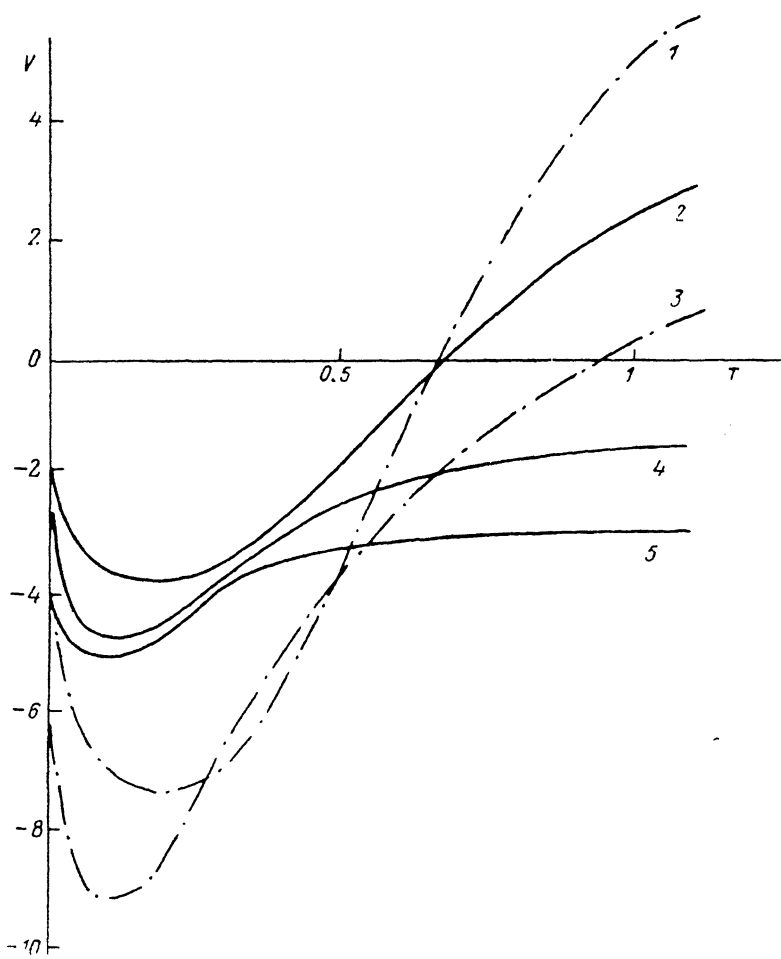


Рис. 5. Зависимость  $V(T)$  для  $\Phi_0=18$  ( $h=0.03$ ) (1, 3) и  $\Phi_0=19$  ( $h=0.02$ ) (2, 4, 5) при различных  $\delta$ .

$\delta$ : 1 — 0.1, 2 — 0.1, 3 — 0.3, 4 — 0.3, 5 — 0.5.

Сток ННЗ в слой объемного заряда у освещаемой поверхности менее существен при больших  $h$  из-за большого количества носителей в  $p$ -толще и менее выраженной стадии диффузионной накачки ([1], рис. 2, 4).

При малых  $h$ , когда полное количество носителей ( $\sim h$ ) в  $p$ -толще невелико, носителей в головной части распределения недостаточно для заметного изменения  $V_{pn}$  и требуется приход всего импульса. В этом случае существенное влияние имеет уход носителей в слой объемного заряда у освещаемой поверхности, особенно интенсивный при малых временах. Оставшегося количества носителей может не хватить для создания  $V_{pn}$ , сравнимого по величине с  $V_{ms}$ . Эти соображения дают качественное объяснение ходу кривых 4, 5 на рис. 5.

Из графиков (рис. 5) видна еще одна характерная особенность: с увеличением  $\delta$  при малых  $T$  ( $\leq 0.1$ ) зависимость  $V(T)$  падает круче и  $|V_{min}|$  увеличивается. Это соответствует возрастанию роли диффузии на стадии накачки

слоя объемного заряда носителями, что приводит как к увеличению потока, так и к росту числа носителей, пришедших в слой объемного заряда. Последнее соответствует уменьшению  $\Phi_{ms}$ , увеличению  $V_{ms}$  и уменьшению  $V(T) \simeq -V_{ms}(T)$ .

Следует подчеркнуть, что уменьшение  $T_V$  с ростом  $\delta$  не означает убывания размерного времени  $t_V = T_V t_{*}$  с уменьшением  $\Delta E_g$  ( $\delta = kT/\Delta E_g$ ). Из-за того что

$$t_V = T_V d (e^{-1} \mu_n |\nabla E_g|)^{-1} = \frac{T_V d^2}{D_n} \delta = T_V^3 \delta t_D, \quad (13)$$

а при больших  $h$  ( $\sim 0.1-1$ ) величина  $T_V \sim 1/\sqrt{\delta}$  (рис. 4), размерное время  $t_V$  растет с уменьшением  $\Delta E_g$ , как  $1/\sqrt{\Delta E_g}$ .

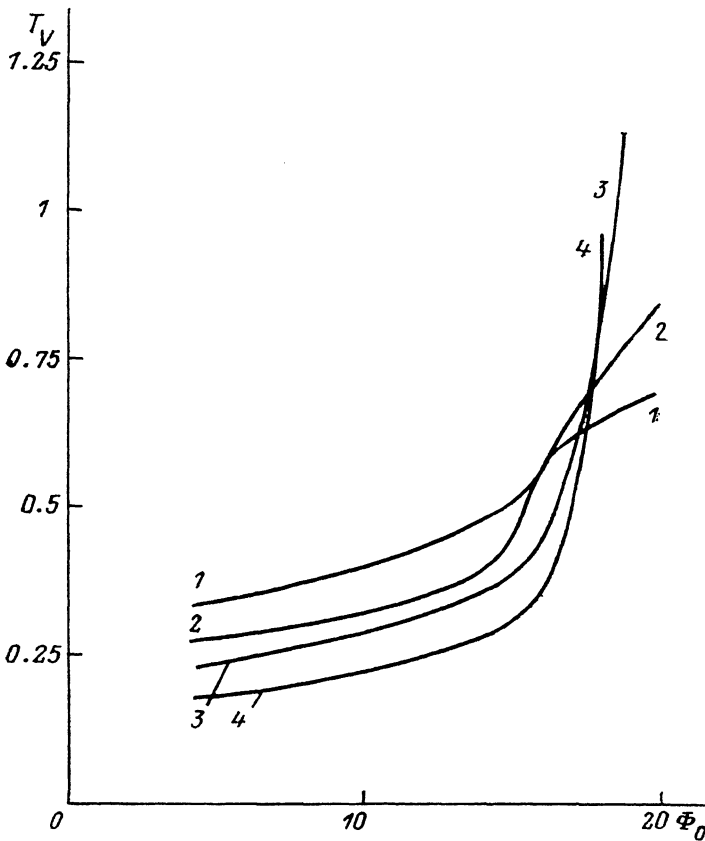


Рис. 6. Зависимость безразмерного времени  $T_V$  от  $\Phi_0$  при различных  $\delta$ .

$\delta$ : 1 — 0.1, 2 — 0.15, 3 — 0.2, 4 — 0.3.

2.4. Из рис. 5 (кривые 2, 4) видно, что при  $0.1 < \delta < 0.3$  ( $h=0.02$ ) имеется значение  $\delta = \delta_{cr}$ , при котором  $V(T)$  асимптотически стремится к нулю, оставаясь отрицательным. Для значений  $\delta$ , стремящихся к  $\delta_{cr}$  снизу, это соответствует безграничному увеличению  $T_V$ . Аналогично кривые 3, 4 показывают, что при фиксированном  $\delta$  ( $=0.3$ ) существует интервал значений  $h$ , в котором асимптотическая величина  $V$  меняет знак, и, следовательно, существует  $h_{cr}$ , для которого  $T_V$  обращается в бесконечность.

Из этих фактов следует, что  $V(T)$  меняет знак, и можно говорить о конечных значениях  $T_V$  при  $\delta < \delta_{cr}$  и произвольных (сколь угодно малых)  $h$  или при  $\delta > \delta_{cr}$  и  $h > h_{cr} > 0$ .

Характерные особенности зависимости  $T_V$  от  $h$  и  $\delta$  видны на рис. 6. Если дрейф не очень велик ( $\delta \geq 0.2$ ), то с уменьшением уровня возбуждения  $T_V$  растет, и, если  $h$  приближается сверху к  $h_{cr}$ , величина  $T_V$  стремится к беско-

нечности. Это означает, что при фиксированном малом  $h$  для  $m-p-n$ -структуры заданной длины при данной температуре уменьшение  $\Delta E$ , ниже критического значения вообще не позволит получить  $V > 0$ .

Авторы благодарят А. С. Волкова за полезные обсуждения.

271

### Список литературы

- [1] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 849—856.
- [2] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 704—709.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 15.02.1989  
Принята к печати 7.03.1989

