

## КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС ЗАРЯДА ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

© А.С.Бугаев, А.А.Захарова

Московский физико-технический институт,

111700 Долгопрудный, Россия

(Получена 30 ноября 1994 г. Принята к печати 29 марта 1995 г.)

Теоретически рассмотрен квазистационарный перенос заряда акустической волной в структурах на основе GaAs. Найдены условия формирования пакета заряда в потенциальной яме, создаваемой волной за счет пьезоэлектрического эффекта. Получены аналитические выражения для распределения концентрации электронов в пакете заряда и плотности тока в двумерной области переноса.

### 1. Введение

Перенос заряда акустической волной связан с эффектом увлечения носителей заряда (электронов) электрическим полем, сопровождающим волну, в полупроводнике с пьезоэлектрическими свойствами либо в слоистой структуре пьезоэлектрик-полупроводник. Если максимальное электрическое поле волны  $E_{\max} < v_s/\mu$ , где  $v_s$  — скорость звука,  $\mu$  — подвижность носителей, то имеет место хорошо изученный как теоретически, так и экспериментально квазилинейный акустоэлектрический эффект. В этой ситуации заряд, инжектируемый в потенциальную яму, создаваемую волной, сносится назад в движущейся вместе с ней системе координат, поскольку электрическое поле волны недостаточно велико для переноса заряда со скоростью звука. При  $E_{\max} > v_s/\mu$  носители заряда могут эффективно захватываться глубокой потенциальной ямой волны, формировать пакеты заряда и перемещаться вместе с волной со скоростью звука. Акустический перенос заряда поверхностной акустической волной (ПАВ) наблюдался в структурах на основе GaAs и Si, которые интенсивно исследуются экспериментально с целью создания целого класса новых приборов функциональной электроники — приборов с зарядовой связью на ПАВ [1–4]. В настоящей работе теоретически исследуется квазистационарный перенос заряда акустической волной.

Несмотря на значительное количество работ, посвященных акустическому переносу заряда (см., например, [5–11]), до сих пор не существует последовательной теории эффекта. Мы получили корректные

условия эффективного переноса заряда акустической волной, когда плотность тока утечки электронов из потенциальной ямы мала и форма пакета заряда может мало изменяться за время переноса. Показано, что стандартных условий  $E_{\text{max}} > v_s/\mu$ ,  $\phi_0 \gg T/e$  (см., например, [7]), где  $\phi_0$  — амплитуда потенциала волны,  $e$  — абсолютная величина заряда электрона,  $T$  — температура, недостаточно для эффективного переноса заряда. Последнее связано с наличием диффузионного размытия пакета заряда. Найдены аналитические решения для квазистационарного распределения концентрации электронов в пакете заряда заданной величины и плотности тока носителей в двумерной области переноса. Решения строились аналогично [5] (см. также [6]), где рассматривалась одномерная модель, включающая уравнения непрерывности и Пуассона. Полученное распределение концентрации при квазистационарном переносе аналогично больцмановскому, где роль потенциала играет некоторый эффективный потенциал.

## 2. Теоретическая модель

Рассмотрим для определенности слоистую структуру на основе GaAs, изображенную на рис. 1. На полуизолирующей подложке выращен слой  $n$ -GaAs, используемый для переноса заряда. Прилегающий к этому слою металлический электрод, так же как и  $n$ - $i$ -переход, создает сильное контактное поле, которое приводит к обеднению области переноса носителями заряда. ПАВ возбуждается с помощью встречно-штыревых преобразователей и распространяется слева направо вдоль оси  $x$ . Электроны инжектируются в канал переноса электрическим полем через входной электрод, захватываются потенциальной ямой, создаваемой ПАВ, и переносятся к обратному смещенному выходному диоду, который преобразует заряд в выходное напряжение. Так же как и в работах [5-8], мы будем считать, что пакет заряда мало влияет на форму волны и ее скорость. Расчет параметров ПАВ в рассматриваемой структуре был проведен авторами [10], амплитуда волны равна нулю на границе слоя  $n$ -GaAs с металлическим электродом, мала в полуизолирующей подложке и достигает максимума примерно на полутолщине  $n$ -GaAs, если его толщина равна половине длины волны звука. На контакт Шоттки и полуизолирующую подложку подается напряжение, создающее потенциальную яму для электронов в центре слоя  $n$ -GaAs. Таким образом, максимум электрического потенциала в слое переноса приближенно совпадает с максимумом амплитуды ПАВ,

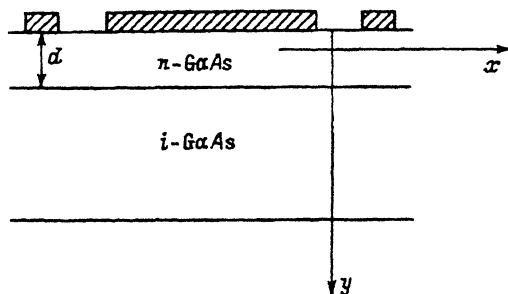


Рис. 1. Структура, используемая для акустического переноса заряда.

что создает благоприятные условия для захвата заряда и его переноса. При этом сверху и снизу пакет заряда ограничивается контактными потенциалами и потенциалом акустической волны, слева и справа — потенциалом ПАВ. Для описания процесса переноса заряда в двумерной области воспользуемся уравнениями непрерывности и Пуассона:

$$\begin{aligned} \partial n / \partial t + \partial j_x / \partial x + \partial j_y / \partial y &= 0, \\ j_x &= \mu \left[ n \partial \phi / \partial x - (T/e) \partial n / \partial x \right], \\ j_y &= \mu \left[ n \partial \phi / \partial y - (T/e) \partial n / \partial y \right], \\ \phi &= \phi^* + \phi_0(y) \cos(kx - \omega t), \\ \partial^2 \phi^* / \partial x^2 + \partial^2 \phi^* / \partial y^2 &= 4\pi(n - N) / \kappa. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $n$  — концентрация электронов,  $N$  — концентрация положительно заряженных доноров,  $\phi$  — полный потенциал,  $\phi^*$  — потенциал, создаваемый подвижным зарядом и донорами,  $\phi_0(y) \cos(kx - \omega t)$  — потенциал, создаваемый ПАВ,  $k$  — волновой вектор,  $\omega$  — частота ПАВ,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость, ось  $y$  перпендикулярна плоскости структуры.

### 3. Условия квазистационарного переноса заряда

Рассмотрим квазистационарное решение для пакета заряда в движущейся системе координат. Перейдем к переменным  $\xi$ ,  $y$ ,  $t$ , где  $\xi = x - v_s t$ . Тогда для квазистационарного распределения заряда уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ n \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \phi - \frac{v_s \xi}{\mu} \right) - \frac{T}{e} \frac{\partial n}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left( n \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{T}{e} \frac{\partial n}{\partial y} \right) = 0. \quad (2)$$

Функция

$$n(\xi, y) = n_0 \exp \left\{ e \left[ \phi(\xi, y) - v_s \xi / \mu \right] / T \right\} \quad (3)$$

является решением этого уравнения, где  $\phi(\xi, y) = \phi^*(\xi, y) + \phi_0(y) \cos(k\xi)$ , а  $\phi^*(\xi, y)$  удовлетворяет двумерному уравнению Пуассона

$$\partial^2 \phi^* / \partial \xi^2 + \partial^2 \phi^* / \partial y^2 = 4\pi(n - N) / \kappa. \quad (4)$$

В (3)  $n_0$  — постоянная интегрирования. Функция распределения (3) отличается от бальцмановской наличием потенциала  $-v_s \xi / \mu$ . Ее можно рассматривать как квазибальцмановскую с эффективным потенциалом

$$\phi_{\text{eff}} = \phi(\xi, y) - v_s \xi / \mu. \quad (5)$$

Экстремумы  $n(\xi, y)$  соответствуют экстремумам эффективного потенциала, который для случая, когда пакет заряда мало искажает потенциал, в центре слоя  $n$ -GaAs при  $y = y_m$  имеет следующий вид:

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_0(y_m) \cos(k\xi) - v_s \xi / \mu + \phi_N(y_m). \quad (6)$$

Здесь  $\phi_N(y)$  — потенциал, создаваемый заряженными донорами и рядами на металлических электродах. Тогда, дифференцируя  $\phi_{\text{eff}}$  по  $\xi$ , находим, что максимум  $n(\xi, y)$  находится в центре слоя  $n\text{-GaAs}$  (при  $y = y_m$ ) в области, где скорость дрейфа электронов совпадает со скоростью звука. Если максимальное поле ПАВ  $E_{\text{max}}$  больше  $v_s/\mu$ , то существуют две точки на длине волны  $\lambda$ , для которых эти скорости совпадают. Одна из них  $(\xi_1, y_m)$  соответствует максимуму  $\phi_{\text{eff}}$ , другая  $(\xi_2, y_m)$  — минимуму при  $y = y_m$ . Тогда точка  $(\xi_1, y_m)$  соответствует максимуму концентрации электронов в пакете, точка  $(\xi_2, y_m)$  — минимуму. Точка  $(\xi_2 + \lambda, y_m)$  соответствует второму минимуму концентрации электронов в пакете. При  $E_{\text{max}} < v_s/\mu$  функция  $\phi_{\text{eff}}(\xi, y)$  не имеет экстремумов и перенос пакета заряда потенциальной ямой, создаваемой ПАВ, невозможен. Согласно (6)  $\phi_{\text{eff}}(\xi_2 + \lambda) < \phi_{\text{eff}}(\xi_2)$ , тогда  $n(\xi_2 + \lambda, y_m) < n(\xi_2, y_m)$ . При  $\xi < \xi_2$  согласно решению (3)  $n(\xi, y)$ , осциллируя, неограниченно нарастает. Поэтому полученное решение не является стационарным для пакета заряда, захваченного в потенциальную яму, создаваемую ПАВ. Однако если  $\phi_{\text{eff}}(\xi_1, y_m) - \phi_{\text{eff}}(\xi_2, y_m) \gg \gg T/e$ , утечка электронов из потенциальной ямы может происходить медленно, так как их концентрация незначительна при  $(\xi, y_m) = (\xi_2, y_m)$ , и форма пакета может мало изменяться за время его переноса от входного электрода к выходному. Используя (6), находим  $\xi_1$  и  $\xi_2$ :

$$\xi_1 = -\arcsin\left\{v_s/\mu k\phi_0(y_m)\right\}/k,$$

$$\xi_2 = -\pi/k + \arcsin\left\{v_s/\mu k\phi_0(y_m)\right\}/k. \quad (7)$$

Используя (6), (7), получаем

$$\begin{aligned} \phi_{\text{eff}}(\xi_1, y_m) - \phi_{\text{eff}}(\xi_2, y_m) &= 2\phi_0(y_m) \left[1 - \frac{v_s^2}{k^2\phi_0^2(y_m)\mu^2}\right]^{1/2} - \\ &- \frac{v_s}{\mu k} \left[\pi - 2\arcsin\left(\frac{v_s}{\sqrt{\mu k\phi_0(y_m)}}\right)\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

При

$$2\phi_0(y_m) \left[1 - \frac{v_s^2}{k^2\phi_0^2(y_m)\mu^2}\right]^{1/2} - \frac{v_s}{\mu k} \left[\pi - 2\arcsin\left(\frac{v_s}{\sqrt{\mu k\phi_0(y_m)}}\right)\right] \gg \frac{T}{e} \quad (9)$$

возможно формирование квазистационарного распределения концентрации электронов (3) в потенциальной яме, создаваемой ПАВ. Отметим, что при  $v_s/\mu = k\phi_0(y_m)$  максимальное поле ПАВ совпадает с полем синхронного переноса заряда. В этом случае левая часть (9) обращается в ноль и неравенство не выполняется. Поэтому максимальное поле ПАВ должно быть больше поля синхронного переноса для достижения эффективного переноса заряда. Неравенство (9) несправедливо также, если не выполняется условие  $\phi_0(y_m) \gg T/e$ . Однако полученное условие (9) не эквивалентно этим двум хорошо известным условиям эффективного переноса заряда акустической волной.

При  $T/e \ll v_s/\mu k$  представим  $\phi_0(y_m)$  в виде  $\phi_0(y_m) = \phi_s + \Delta\phi$ , где  $\phi_s = v_s/\mu k$  соответствует амплитуде потенциала волны, для которого максимальное поле равно полю синхронного переноса. Если  $|\Delta\phi| \ll \phi_s$ , то неравенство (9) можно переписать следующим образом:

$$\Delta\phi \gg (T/e)^{2/3} \phi_s^{1/3} = (T/e)^{2/3} (v_s/\mu k)^{1/3}. \quad (10)$$

Оценка  $\Delta\phi$  (10) верна, если  $T/e \ll v_s/\mu k$ , когда правая часть (10) существенно меньше  $\phi_s$ . В этой ситуации  $\phi_0(y_m) \gg T/e$ , а максимальное поле акустической волны должно превышать поле синхронного переноса на величину

$$\Delta E \gg k(T/e)^{2/3} \phi_s^{1/3}. \quad (11)$$

При этом правая часть (11) существенно меньше поля синхронного переноса.

В противоположном случае,  $T/e > v_s/\mu k$ , неравенство (9) эквивалентно следующему:

$$\phi_0(y_m) \gg T/e. \quad (12)$$

При  $T/e > v_s/\mu k$  оценка необходимого значения  $\phi_0(y_m)$  дает соответствующее значение максимального электрического поля волны, на много превышающее поле синхронного переноса.

#### 4. Распределение носителей в пакете заряда и плотности тока в двумерной области

В рассматриваемом предельном случае  $n \ll N$ , когда пакет заряда мало искажает потенциал, найдем двумерное распределение потенциала, эффективного потенциала и носителей заряда. Полагая

$$Ned^2/\kappa \gg \phi_0(y_m), \quad (13)$$

пренебрежем зависимостью потенциала ПАВ от координаты  $y$  вблизи центра слоя  $n$ -GaAs. Это возможно, поскольку согласно (13) функция  $\phi_0(y)$  является существенно более плавной, чем функция  $\phi_N(y)$ , описывающая потенциал, создаваемый заряженными примесями и зарядами на электродах. При  $n \ll N$  из (4) находим

$$\phi^*(\xi, y) = \phi_N(y_m) - 2\pi Ne(y - y_m)^2/\kappa. \quad (14)$$

Используя это выражение и выбирая  $\phi_N(y_m) = 0$ , находим двумерное распределение потенциала при  $|y - y_m| \ll d$ ,

$$\phi(\xi, y) = \phi_0(y_m) \cos(k\xi) - 2\pi Ne(y - y_m)^2/\kappa, \quad (15)$$

и эффективного потенциала,

$$\phi_{\text{эф}}(\xi, y) = \phi_0(y_m) \cos(k\xi) - v_s \xi/\mu - 2\pi Ne(y - y_m)^2/\kappa. \quad (16)$$

Тогда распределение электронов в пакете заряда определяется формулой (3), где значение эффективного потенциала в числителе показателя экспоненты определяется выражением (16). Отметим, что в случае бoльцмановского распределения  $n \sim \exp(e\phi/T)$ , где  $\phi$  определяется выражением (15).

Зададим полное число электронов в пакете заряда на единицу длины  $\bar{n}\lambda d$  следующим образом:

$$\bar{n}\lambda d = \int_{\xi_2}^{\xi_2+\lambda} d\xi \int_{-d/2}^{d/2} dy n(\xi, y). \quad (17)$$

Здесь  $\bar{n}$  — концентрация электронов в пакете, усредненная по длине волны  $\lambda$  и толщине слоя  $n$ -GaAs  $d$ . Если глубина потенциальной ямы для электронов существенно больше температуры, то

$$Ne^2 d^2 / \kappa T \gg 1. \quad (18)$$

С учетом (18) пределы интегрирования в (17) по  $y$  можно заменить на  $\pm\infty$ . Тогда, используя (3), (5), (16), после интегрирования (17) имеем

$$\bar{n} = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{T\kappa}{2Ne^2 d^2} \right)^{1/2} \int_{\xi_2}^{\xi_2+\lambda} d\xi n(\xi, y_m). \quad (19)$$

Подставляя в (19) концентрацию электронов из (3) и используя выражения (5), (16), находим постоянную интегрирования  $n_0$ :

$$n_0 = \bar{n}\lambda \left( \frac{2Ne^2 d^2}{T\kappa} \right)^{1/2} \left( \int_{\xi_2}^{\xi_2} \exp \left\{ e \left[ \phi_0(y_m) \cos(k\xi) - v_s \xi / \mu \right] / T \right\} d\xi \right)^{-1}. \quad (20)$$

Тогда квазистационарное распределение электронов в потенциальной яме ПАВ имеет следующий вид:

$$n(\xi, y) = \bar{n}\lambda \left( \frac{2Ne^2 d^2}{T\kappa} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{e[\phi_0(y_m) \cos(k\xi) - \xi v_s / \mu - 2\pi N e(y - y_m^2) / \kappa]}{T} \right) \times \\ \times \left[ \int_{\xi_2}^{\xi_2+\lambda} \exp \left( \frac{e[\phi_0(y_m) \cos(k\xi) - v_s \xi / \mu]}{T} \right) \right]^{-1}. \quad (21)$$

Оно определяется полным числом электронов в пакете заряда на единицу длины  $\bar{n}\lambda d$  и распределением эффективного потенциала в области переноса.

Аналогично (21) можно найти  $n(\xi, y)$  при больцмановском распределении, которое использовалось авторами [8,9] при численном моделировании процесса переноса заряда ПАВ, а также авторами [7] при расчете плотности тока утечки электронов в структурах на основе GaAs:

$$n(\xi, y) = \bar{n}\lambda \left( \frac{2Ne^2 d^2}{T\kappa} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{e[\phi_0(y_m) \cos(k\xi) - 2\pi N e(y - y_m^2) / \kappa]}{T} \right) \times \\ \times \left[ \int_{\xi_2}^{\xi_2+\lambda} d\xi \exp \left( \frac{e\phi_0(y_m) \cos(k\xi)}{T} \right) \right]^{-1}. \quad (22)$$

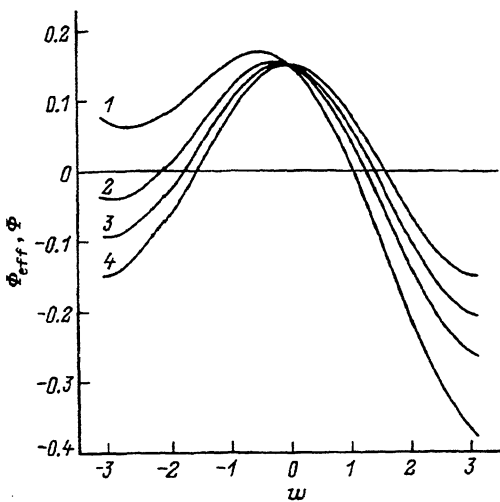


Рис. 2. Распределение эффективного потенциала при  $\phi_0(y_m) = 0.15$  В и значениях подвижности электронов в слое  $n$ -GaAs  $\mu$ ,  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ : 1 —  $0.5 \cdot 10^3$ , 2 —  $1 \cdot 10^3$ , 3 —  $2 \cdot 10^3$ . 4 — распределение электрического потенциала.

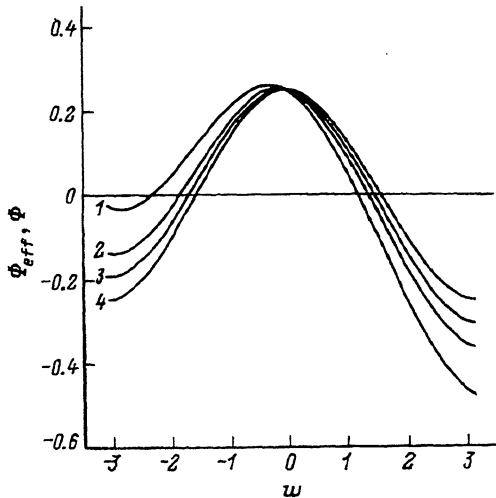


Рис. 3. Распределение эффективного потенциала при  $\phi_0(y_m) = 0.25$  В и значениях подвижности электронов в слое  $n$ -GaAs  $\mu$ ,  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ : 1 —  $0.5 \cdot 10^3$ , 2 —  $1 \cdot 10^3$ , 3 —  $2 \cdot 10^3$ . 4 — распределение электрического потенциала.

При этом полное число электронов на единицу длины равно  $\bar{n}\lambda d$ . Экстремумы функции  $n(\xi, y)$  согласно (22) соответствуют экстремумам потенциала  $\phi(\xi, y)$  (15) и не совпадают с экстремумами концентрации согласно формуле (22), описывающей квазистационарное распределение носителей заряда. Однако они также расположены при  $y = y_m$ . При  $y \neq y_m$   $n(\xi, y)$  быстро падает как в случае распределения (21), так и в случае распределения (22). При этом в обоих случаях зависимость от  $y$  имеет вид

$$n(\xi, y) \sim \exp\left[-2\pi N e^2 (y - y_m)^2 / \kappa T\right], \quad (23)$$

поскольку зависимости потенциала и эффективного потенциала от координаты  $y$  идентичны согласно формулам (15) и (16).

Распределение плотности тока электронов в пренебрежении током утечки из потенциальной ямы, создаваемой ПАВ, имеет вид

$$j(x, y, t) = -ev_s n(x - v_s t, y), \quad (24)$$

где  $n(x - v_s t, y)$  определяется формулой (21). При этом распределение плотности тока подвижного заряда с точностью до постоянного множителя совпадает с распределением концентрации. Обозначим  $\bar{j} = -ev_s \bar{n}$ , тогда  $j/\bar{j} = n/\bar{n}$ . Здесь величина  $\bar{j}$  соответствует плотности тока, усредненной по длине волны звука и толщине слоя  $n$ -GaAs.

Вычислим распределения потенциала, эффективного потенциала концентрации электронов и плотности тока при  $y = y_m$  для рассматриваемой структуры. Используем следующие значения параметров:  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ,  $\lambda = 2d$ ,  $v_s = 2.864 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ . На рис. 2 изображены зависимости  $\phi(\xi, y_m)$  и  $\phi_{\text{eff}}(\xi, y_m)$  от  $w = 2\pi\xi/\lambda$

при  $\phi_0(y_m) = 0.15$  В и различных значениях подвижности электронов в слое  $n$ -GaAs. На рис. 3 — соответствующие зависимости при  $\phi_0(y_m) = 0.25$  В. Для всех вариантов условие (9) выполняется, поэтому эффективный потенциал имеет хорошо выраженные экстремумы. С уменьшением подвижности электронов и амплитуды потенциала ПАВ экстремумы  $\phi_{\text{эф}}$  смещаются в сторону, противоположную направлению распространения ПАВ, что приводит к соответствующему смещению распределений концентрации и плотности тока. Это иллюстрируют рис. 4 и 5, на которых изображены зависимости  $n/\bar{n} = j/\bar{j}$  от  $w = 2\pi\xi/\lambda$  при  $y = y_m$ . Рис. 4 соответствует  $\phi_0(y_m) = 0.15$  В, рис. 5 —  $\phi_0(y_m) = 0.25$  В. Для сравнения приведены также кривые, соответствующие болцмановскому распределению. С увеличением подвижности электронов и амплитуды потенциала ПАВ максимальные значения концентрации носителей и плотности тока в пакете заряда растут, так как уменьшается диффузионное размытие пакета заряда. Ввиду несимметричности распределения (21) число электронов, обладающих большой потенциальной энергией и, следовательно, способных покинуть потенциальную яму, в этом случае существенно больше, чем в случае распределения Больцмана. При  $\phi_{\text{эф}}(\xi_2, y_m) - \phi(\xi_2, y_m) \gg T/e$  (это неравенство выполняется для всех рассмотренных ситуаций),  $n(\xi_2, y_m)$  во много раз больше для квазиболцмановского распределения. Величина тока утечки из ямы в первом случае должна оказаться также значительно больше, что существенно уменьшит соответствующую величину эффективности переноса заряда ПАВ, которая является важнейшей характеристикой приборов с акустическим переносом заряда и определяется отношением тока утечки из ямы к току пакета заряда. Поэтому расчеты этой величины с использованием распределения Больцмана некорректны. Корректный расчет эффективности переноса заряда требует выхода за рамки модели квазистационарного переноса.

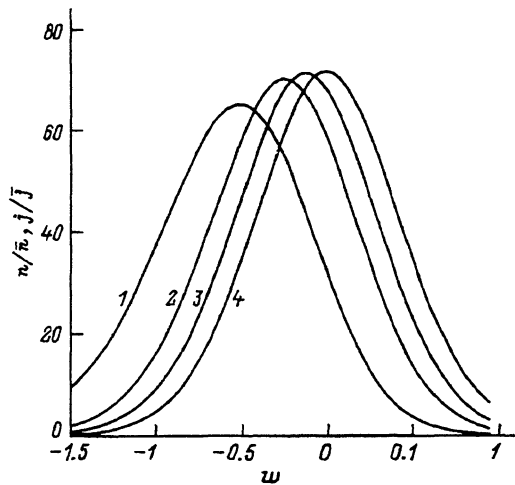


Рис. 4. Распределение концентрации электронов и плотности тока в пакете заряда при  $\phi_0(y_m) = 0.15$  В.  $\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ : 1 —  $0.5 \cdot 10^3$ , 2 —  $1 \cdot 10^3$ , 3 —  $2 \cdot 10^3$ . 4 — соответствует болцмановскому распределению.

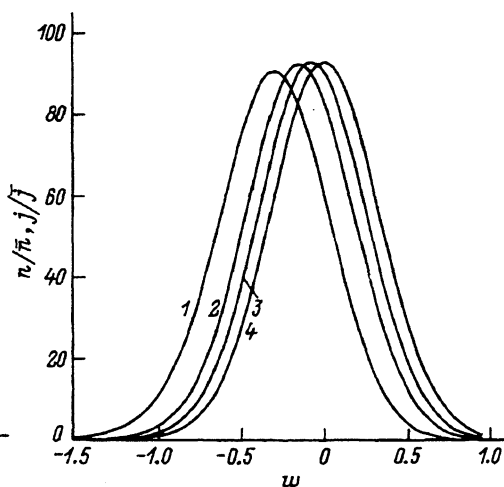


Рис. 5. Распределение концентрации электронов и плотности тока в пакете заряда при  $\phi_0(y_m) = 0.25$  В.  $\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ : 1 —  $0.5 \cdot 10^3$ , 2 —  $1 \cdot 10^3$ , 3 —  $2 \cdot 10^3$ . 4 — соответствует болцмановскому распределению.



## Список литературы

- [1] А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, И.И. Сахацкий, В.А. Яценко. Зарубеж. радиоэлектрон., № 3, 23 (1991).
- [2] M.J. Hoskins, H. Morkoc, B.J. Hunsinger. Appl. Phys. Lett., **41**, 332 (1982).
- [3] B. Schmukler, M.J. Hoskins. Appl. Phys. Lett., **52**, 428 (1988).
- [4] B.C. Beggs, L. Young, R.R. Johnson. J. Appl. Phys., **63**, 2425 (1988).
- [5] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, В.Н. Хитров, Н.Н. Шибанова. В кн.: *Вопросы теории и практического использования поверхности акустических волн* (М., МЭИ, 1989) № 2, с. 22.
- [6] F.L. Augustine, R.J. Schwartz, R.L. Gunshor. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-29**, 1876 (1982).
- [7] M.J. Hoskins, B.J. Hunsinger. J. Appl. Phys., **55**, 413 (1984).
- [8] G.A. Peterson, B.J. McGartin, W.J. Tanski, R.E. LaBarre. Appl. Phys. Lett., **55**, 1330 (1989).
- [9] S.M. Knapp, J.J. Lion, D.C. Malocha, In: *Proc. IEEE Ultrasonics symp.* (1989) p. 223.
- [10] S.M. Knapp, J.J. Lion, D.C. Malocha. In: *Proc. IEEE Ultrasonics symp.* (1990) p. 243.
- [11] S. Datta, B.J. Hunsinger. J. Appl. Phys., **49**, 475 (1978).

Редактор Л.В. Шаронова

### **A quasi-stationary charge transport by a surface acoustic wave**

*A.S.Bugaev, A.A.Zakharova*

Moscow Physicotechnical Institute, 111700 Dolgoprudny, Russia

---