

КВАДРАТИЧНЫЙ ЭФФЕКТ ПОЛЯ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

Б.Г.Идлис, В.Д.Фролов

Научно-исследовательский институт "Дельта" 105122, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 октября 1992 г.

Анализируется квадратичный эффект поля в квантово-размерной пленке, помещенной между двумя электродами. Показано, что под действием электрического поля в области пленки, расположенной вблизи краев электродов, возникает двойной слой заряда. Согласно проведенным оценкам, высота индуцированного полем потенциального барьера в пленках на основе ряда узкозонных полупроводников может превышать величину теплового потенциала при комнатной температуре.

Различным аспектам поля в электронных системах с пониженной размерностью посвящено достаточно много публикаций ¹. Обычно проявляется так называемый линейный эффект поля, например, в полевых транзисторах с изолированным затвором, когда проводимость канала линейно зависит от напряжения на затворе, т.е. при изменении знака электрического поля под затвором приращение тока "исток-сток" также меняет свой знак.

В данной статье приведены оценки квадратичного эффекта поля в двумерных твердотельных пленках и обсуждаются условия, при которых он может оказывать существенное влияние на проводимость двумерных систем.

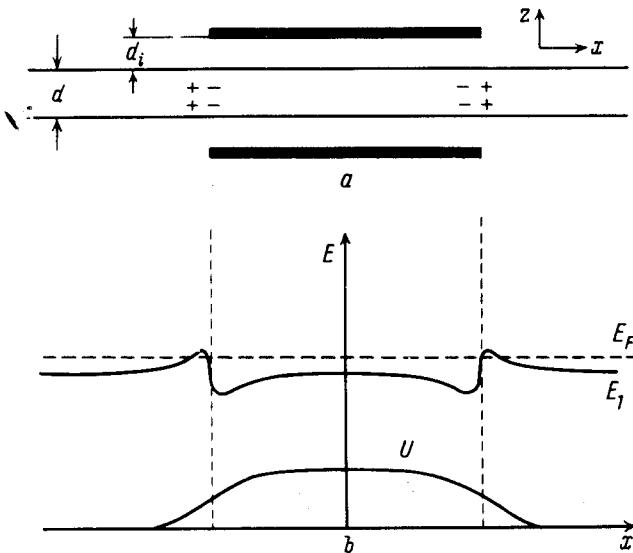


Рис.1. Пленка в электрическом поле симметрично расположенных электродов (а); зонная диаграмма и потенциальный рельеф для электронов в пленке (б)

В качестве двумерной системы рассмотрим вырожденный электронный газ в тонкой пленке, помещенной в электрическое поле между двумя электродами (рис.1). При толщине пленки d меньше боровского радиуса a_B электрическое поле можно считать постоянным по толщине пленки. Известно, что электронный спектр в такой пленке состоит из двумерных подзон размерного квантования, положение которых определяется электрическим полем. В случае

симметричной (в отсутствие поля) потенциальной ямы сдвиг подзон зависит квадратично от величины нормальной составляющей электрического поля и линейный эффект поля отсутствует.

Оценку величины изменения энергетического положения первой подзоны ("дна" зоны проводимости) проведем на основании решения одночастичного уравнения Шредингера

$$d^2\psi/dz^2 + (2m/\hbar^2)(E - U)\psi = 0, \quad (1)$$

с потенциальной энергией

$$U = U_0 - qFz, \quad -d/2 < z < d/2; \quad (2)$$

$$U \rightarrow \infty, \quad |z| > d/2; \quad \Psi(-d/2) = \Psi(d/2) = 0,$$

где U_0/q – усредненный по толщине пленки электростатический потенциал, F – нормальная составляющая электрического поля, m и q – эффективная масса и заряд электрона, соответственно.

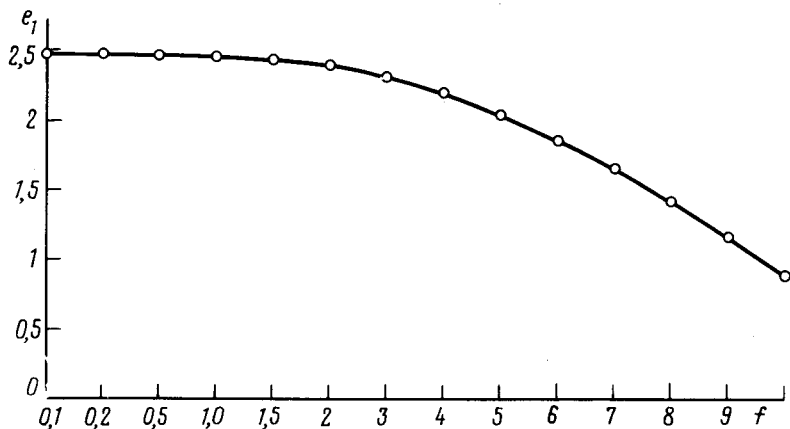


Рис.2. Зависимость энергетического положения e_1 первой подзоны от нормальной составляющей f напряженности электрического поля ($U_0 = 0$)

Решение уравнения (1) для треугольной потенциальной ямы (2) выражается через функции Эйри от аргумента $s = (fz - e)/f^{3/2}$, где введены безразмерные переменные $f = -qFd/2E_0$, $e = (E/E_0) - u_0$, $u_0 = U_0/E_0$ ($E_0 = 2\hbar^2/md^2$). Результаты численных расчетов положения $e_1(f)$ дна зоны проводимости приведены на рис.2. В области полей $0 \leq f \leq 10$ зависимость изменения $\delta e_1(f)$ энергетического положения дна зоны проводимости можно аппроксимировать как

$$\delta e_1 \simeq u_0 - \alpha^2 f^2, \quad \alpha = 0,13. \quad (3)$$

Для оценки величины квадратичного эффекта поля ограничимся случаем, когда во всем диапазоне приложенных к пленке электрических полей уровень Ферми остается в первой подзоне. Используя известное выражение для поверхностной концентрации электронов в квантово-размерных пленках при низких

температурах ¹ получим выражение для величины отклонения поверхностной концентрации N_s от равновесной $N_{s,0}$

$$\Delta N_s = N_s - N_{s,0} \simeq (4/\pi d^2)(\delta e_F - u_0 + \alpha^2 f^2), \quad (4)$$

где δe_F - нормированное на E_0 отклонение уровня Ферми от равновесного.

Очевидно, что в центральной области пленки концентрация электронов остается равновесной (в силу симметрии системы), а их потенциальная энергия возрастает на величину $\alpha^2 f^2 E_0$.

Предположим, что внешнее электрическое поле постоянно под электродами и резко падает до нуля вне их. Так как в отсутствие тока электронов уровень Ферми постоянен вдоль пленки ($\delta e_F = 0$), то в пленке вблизи краев электродов возникает слой двойного заряда, характерный для гетероперехода при контакте двух материалов с различными работами выхода (см. рис.1). Скачок дна зоны проводимости в данном случае составляет $\delta E_1(0) = \alpha^2 f^2 E_0$, а ширина слоя заряда сравнима с боровским радиусом a_B . Вне этого слоя концентрация электронов остается равновесной. В этом заключается существенное отличие квадратичного эффекта поля от линейного.

Эти качественные рассуждения подтверждаются и непосредственно решением уравнения Пуассона с учетом заряда в пленке в виде (4). Можно показать, что для формирования эффективного барьера в пленке необходимо выполнение условия

$$d_i \ll r_f, \quad (5)$$

где d_i - ширина диэлектрического зазора между электродом и пленкой, $r_f^2 = (da_B)/8$. При этом максимальное отклонение концентрации электронов в двойном слое от равновесной

$$\Delta N_{sm} \simeq (2\alpha^2 f^2)/(\pi d^2). \quad (6)$$

В случае же плавного изменения поля по пленке ($d_i \gg r_f$) накопления заряда в ней практически не происходит.

Наличие потенциального барьера в пленке приводит к модуляции ее проводимости. При пропускании тока вдоль пленки основной вклад в проводимость при низких температурах вносит туннельная компонента тока, которая пропорциональна коэффициенту пропускания T_f . Считая барьер треугольным с высотой $U_b = \delta E_1(0)/2$ и шириной $w = r_f$, можно выразить T_f в виде

$$T_f(f) = \exp[-(2\alpha/3)(d/a_B)^{-1/2}|f|]. \quad (7)$$

Проведем теперь оценки параметров пленок с точки зрения их практического применения. Из выражений (3), (6), (7) следует, что наибольшее проявление квадратичного эффекта поля должно наблюдаться в пленках с малыми эффективными массами электронов и высокими значениями диэлектрической проницаемости и при толщинах $d \simeq a_B$. Действительно, $\delta E_1(0) \propto d^4$, $\Delta N_{sm} \propto d^4$, $\ln T_f \propto d^{3/2}$ и $\delta E_1(0) \propto \epsilon^2/m^3$, $\Delta N_{sm} \propto \epsilon^2/m^2$, $\ln T_f \propto \epsilon^2/m^2$ при $d = a_B$. Указанным критериям удовлетворяют узкозонные полупроводники n -типа проводимости. Так, согласно проведенным оценкам, высота потенциального барьера в пленках на основе соединений A_2B_6 и A_3B_5 ((HgSe, HgTe, GaSb, InAs, InSb) в зависимости от материала пленки лежит в пределах $U_b = 0,04 - 0,13$ эВ при напряженности поля в диэлектрическом зазоре между

электродом и пленкой $F_i = 5 \cdot 10^6$ В/см (толщина пленки принималась равной $d = 6$ нм, диэлектрическая проницаемость в зазоре $\epsilon_i = 2$, справочные данные о значениях эффективной массы и диэлектрической проницаемости материалов взяты из ²⁾, а коэффициент $T_j = 3 \cdot 10^{-3} - 7 \cdot 10^{-2}$. При этом величина ΔN_{sm} составляет $\Delta N_{sm} \simeq 3 \cdot 10^{12}$ см⁻². В качестве материала пленок, по-видимому, может быть использован и полуметалл висмут (Bi), который обладает малой эффективной массой электронов и высокой диэлектрической проницаемостью.

В заключение отметим, что области накопления заряда, образующиеся в пленках за счет квадратичного эффекта, могут быть использованы для создания одно- или двумерных квантовых объектов: точек, проводов, колец и тому подобных.

Мы приносим свою благодарность Б.А.Волкову за проявленное внимание к проблеме и ценные замечания.

-
1. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн, Электронные свойства двумерных систем, М.: Мир, 1989.
 2. Таблицы физических величин. Справочник под ред. акад. И.К.Кикоина. М.: Госатомиздат, 1976.