

К ТЕОРИИ ПОТЕНЦИАЛА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С ЛАТЕРАЛЬНОЙ РЕШЕТКОЙ ЭЛЕКТРОДОВ

© А.В.Ефанов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения
Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
(Получена 13 ноября 1995 г. Принята к печати 22 января 1996 г.)

Теоретически рассчитывается пространственное распределение потенциала в гетероструктуре с периодической решеткой встречно-штырьевых электродов на верхней поверхности и металлическим электродом на нижней. Полупроводник описывается как однородный диэлектрик в отсутствие сторонних зарядов. Формулы для потенциала выводятся с помощью метода конформных отображений.

В последнее время интенсивно изучаются квантовые проволоки на основе нелегированных гетероструктур [1]. В таких структурах одномерный электронный газ формируется с помощью решетки встречно-штырьевых электродов (рис. 1). Подобные системы интересны тем, что в одном образце удается одновременно управлять как плотностью электронов, так и глубиной модуляции потенциала в плоскости двумерного электронного газа. В настоящей заметке выводятся точные формулы, дающие распределение потенциала в структуре в условиях, когда еще не началось заполнение электронного канала. Результаты могут быть использованы для расчета уровней энергии одномерных подзон с учетом экспериментальных параметров [1].

Рассмотрим гетероструктуру, содержащую периодическую решетку из одинаковых и равноотстоящих электродов на верхней поверхности и сплошной металлический электрод на нижней. Потенциалы подрешеток обозначим через V_1 и V_2 , потенциал нижнего электрода положим равным нулю (рис. 1). Полупроводник будем описывать как однородный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ . В качестве краевого условия на свободной поверхности полупроводника примем требование обращения в нуль нормальной компоненты вектора напряженности поля. Такое условие может служить хорошим приближением при достаточно большом отношении диэлектрических проницаемостей полупроводника и граничащей с ним среды. Потенциал в полупроводнике $\varphi(x, y)$ будем искать в виде суперпозиции пространственно-симметричных решений уравнения Лапласа

$$\varphi = \varphi_s + \varphi_a, \quad (1)$$

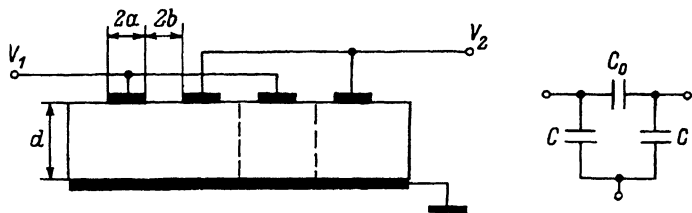


Рис. 1. Поперечный разрез структуры. Пунктиром выделен один полупериод структуры (обозначения пояснены в тексте). На вставке к рисунку изображена схема соединения эквивалентных емкостей в системе.

где $\varphi_s(x, y)$ — решение при одинаковых потенциалах электродов $U_s = (V_1 + V_2)/2$; $\varphi_a(x, y)$ — при чередующихся по знаку потенциалах $U_a = (V_1 - V_2)/2$.

В указанной постановке в частном случае одинаковых потенциалов электродов задача была решена ранее методом конформных отображений [2]. Далее будет показано, что с помощью аналогичного приема задача может быть решена и при $V_1 \neq V_2$.

В методе [2] была использована симметрия краевых условий на электрическое поле на границе элементарной ячейки периодической решетки структуры (рис. 1). Действительно, легко видеть, что силовые линии оказываются тангенциальными как по отношению к поверхности полупроводника, так и к средним линиям, разделяющим электроды. Если построить конформное отображение указанного прямоугольника в плоскости комплексной переменной $z = x + iy$ на прямоугольник в некоторой вспомогательной комплексной плоскости таким образом, что электроды перейдут в верхнюю и нижнюю стороны нового прямоугольника, то задача сведется к хорошо известной — расчету поля плоского конденсатора. Такое конформное отображение действительно находится в явном виде [3].

Начало координат удобно разместить на нижнем электроде посередине элементарной ячейки. Если ось x направить в латеральном направлении, а ось y — вдоль нормали к нижнему электроду, ориентированной в сторону поверхности полупроводника, то потенциал в структуре запишется в виде

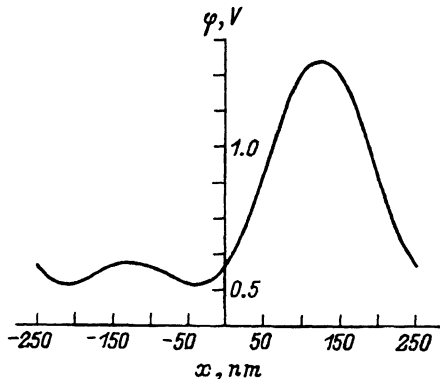
$$\varphi_s(x, y) = \frac{U_s}{K'_2} \operatorname{Im} \left\{ \operatorname{sn}^{-1} \left[\operatorname{sn} \left(\frac{zK_1}{a+b}, k_1 \right), k_2 \right] \right\}, \quad (2)$$

где через $K_1 = K(k_1)$, $K'_1 = K(k'_1)$ и $K'_2 = K(k'_2)$ обозначены полные эллиптические интегралы с модулями k_1 и k_2 . Величина k_1 определяется из уравнения

$$\frac{K'_1}{K_1} = \frac{d}{a+b}. \quad (3)$$

Модуль k_2 дается формулой $k_2 = k_1 \operatorname{sn}(aK_1/(a+b), k_1)$. Дополнительные модули эллиптических интегралов, отмеченные штрихом в верхнем индексе, равны $k' = \sqrt{1 - k^2}$. Функции $\operatorname{sn}(z, k)$ и $\operatorname{sn}^{-1}(z, k) = F[\arcsin z, k]$ являются соответственно эллиптическим синусом и обратной к нему функцией, $F(\varphi, k)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода.

Рис. 2. Распределение потенциала $\varphi(x)$ в двумерном газе. Начало координат находится посередине между электродами. Зависимость построена для одного периода структуры и параметров образца из работы [1], нм: $a = 50$, $b = 75$, $d = 142$. Расстояние от поверхности до двумерного газа составляет 42 нм. Потенциалы электродов равны $V_1 = 1$ В, $V_2 = 2$ В.



В случае чередующихся по знаку потенциалов электродов $\pm U_a$ период структуры удваивается. Рассмотрение, аналогичное [2], может быть проведено для одного полупериода. Изображенные пунктиром на рис. 1 боковые поверхности элементарной ячейки оказываются линиями постоянного потенциала, равного потенциалу нижнего электрода. Подбирая параметры конформного отображения [2] таким образом, чтобы линии нулевого потенциала перешли в нижнюю сторону прямоугольника во вспомогательной комплексной плоскости, находим

$$\varphi_a(x, y) = \frac{U_a}{K'_3} \operatorname{Im} \left\{ \operatorname{sn}^{-1} \left[k_1 \operatorname{sn} \left(\frac{zK_1}{a+b}, k_1 \right), k_3 \right] \right\}, \quad (4)$$

где $k_3 = \operatorname{sn}(aK_1/(a+b), k_1)$.

Вследствие несимметричного выбора начала координат общее решение записывается в форме (1), если только потенциал вычисляется в той половине элементарной ячейки структуры, которая отвечает электроду с потенциалом V_1 . Для другой половины ячейки начало координат следует помещать под электродом с потенциалом V_2 и вместо формулы (1) использовать выражение $\varphi = \varphi_s - \varphi_a$.

На рис. 2 построено распределение потенциала в плоскости гетероконтакта для экспериментальных параметров [1]. Обращает внимание качественное различие в поведении кривых в правой и левой половине элементарной ячейки. В левой части, относящейся к электроду с меньшим потенциалом, кривая имеет три экстремальных точки, в то время как в правой части — только одну. Это различие легко объяснить, если принять во внимание, что общее решение строится как суперпозиция (1).

Пользуясь свойствами конформных отображений, можно вычислить емкости системы электродов (см. вставку к рис. 1). На рисунке через C и C_0 обозначены взаимные емкости между решеткой электродов и заземленной пластиной, а также между самими подрешетками соответственно. Величины емкостей даются выражениями

$$C = \frac{\varepsilon K_2}{2\pi K'_2}, \quad C_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi} \left(\frac{K_3}{K'_3} - \frac{K_2}{K'_2} \right). \quad (5)$$

Данная работа выполнена при частичной поддержке НАТО, грант 9.17.02.CRG 941157.

- [1] H. Drexler, W. Hansen, S. Manus, J.P. Kotthaus, M. Holland, S.P. Beaumont. Phys. Rev. B, **49**, 14074 (1994).
- [2] J.H. Davies, I.A. Larkin. Phys. Rev. B, **49**, 4800 (1994).
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).

Редактор Т.А. Полянская

To the theory of the potential in a heterostructure with lateral gate lattice

A. V. Efanov

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

The space distribution of the potential in a heterostructure containing periodical set of interdigitated gates on the top surface and the metallic backgate is calculated theoretically. The sample is described as a uniform insulator without external charges. The formulae for the potential are derived in the conformal mapping approach.

Fax: (3832) 351-771

E-mail: efanov@isph.nsk.su (A.V. Efanov)
