Доклады Академии Наук СССР
1954. Том XCVI, № 2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР Б. М. ВУЛ

О ЕМКОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ СЛОЕВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Переходный слой между частями полупроводника, обладающими разным типом проводимости, простирается до границ объемных зарядов, где напряженность электрического поля E можно считать равной нулю. Границы объемных зарядов могут изменяться под действием приложенного извне напряжения $u_{в}$, добавляемого к контактной разности потенциалов $u_{к}$.

Для однородного плоского слоя

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}, \tag{1}$$

где $\psi = \psi(x)$ — потенциал; $\rho = \rho(x)$ — плотность объемного заряда; ε — диэлектрическая проницаемость.

Пусть при напряжении $u = u_{в} + u_{к}$ распределение объемного заряда таково, что

$$\frac{4\pi\rho}{\varepsilon} = \begin{cases} -|\varphi_1(x)| & \text{при } -a < x < 0; \\ +|\varphi_2(x)| & \text{при } 0 < x < b. \end{cases} \tag{2}$$

Расстояния a и b соответствуют условию, что

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)_{x=-a;\ x=b} = 0. \tag{3}$$

Из (1) и (3) следует, что

$$\frac{d\psi}{dx} = \int_{-a}^{x} |\varphi_1(t)|\,dt \quad \text{при } -a < x < 0;$$

$$\frac{d\psi}{dx} = \int_{x}^{b} |\varphi_2(t)|\,dt \quad \text{при } 0 < x < b.$$

Полная разность потенциалов на переходе

$$u = \psi_b - \psi_a = \int_{-a}^{0} dx \int_{-a}^{x} |\varphi_1(t)|\,dt + \int_{0}^{b} dx \int_{x}^{b} |\varphi_2(t)|\,dt =$$

$$= \int_{-a}^{0} dt \int_{t}^{0} |\varphi_1(x)|\,dx + \int_{0}^{b} dt \int_{0}^{t} |\varphi_2(x)|\,dx =$$

$$= \int_{0}^{-a} |\varphi_1(t)|\,t\,dt + \int_{0}^{b} |\varphi_2(t)|\,t\,dt. \tag{4}$$

Абсолютная величина объемного заряда

$$Q = \frac{\varepsilon S}{4\pi}\int_0^b |\varphi_2(x)|\,dx = \frac{\varepsilon S}{4\pi}\int_{-a}^{0} |\varphi_1(x)|\,dx. \tag{5}$$

Дифференциальная емкость слоя определяется как

$$C_д = \frac{dQ}{du},$$

где изменение Q и u рассматривается в зависимости от толщины слоя объемных зарядов.

Дифференцируя (4) и (5), находим, что

$$dQ = \frac{\varepsilon S}{4\pi}|\varphi_2(b)|\,db = \frac{\varepsilon S}{4\pi}|\varphi_1(-a)|\,da, \tag{6}$$

$$du = |\varphi_1(-a)|\,a\,da + |\varphi_2(b)|\,b\,db, \tag{7}$$

откуда

$$C_д = \frac{\varepsilon S}{4\pi(a+b)}. \tag{8}$$

Очевидно, что емкость

$$C = \frac{Q}{u}$$

в общем случае не равна $C_д$.

Формулы для дифференциальной емкости плоских переходных слоев были получены раньше при допущениях, что $\rho = \mathrm{const}$ и $\rho = kx$ ([1,2]). Как видно из предыдущего, для плоского однородного слоя выражение (8) для $C_д$ справедливо не только в этих частных случаях. Это объясняется тем, что значения $C_д = dQ/du$ соответствуют определенным значениям u и, следовательно, определенным толщинам переходного слоя. Как известно, резко выделенная область объемных зарядов возникает только при определенных условиях распределения примесей в полупроводнике ([2]).

Если заданы $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$, то при помощи (4) и (5) можно найти толщину $h = a + b$ и вычислить $C_д$ в зависимости от $u = u_в + u_к$, где $u_в$ считается положительным, когда напряжение приложено в обратном (запирающем) направлении.

Так, например, если

$$\varphi_1(x) = k_1 x^n, \quad \varphi_2(x) = k_2 x^n,$$

то из (4) и (5) находим, что

$$C_д = \frac{\varepsilon S}{4\pi}\left[\frac{k_1 k_2}{u(n+2)\left(k_1^{\frac{1}{n+1}} + k_2^{\frac{1}{n+1}}\right)^{n+1}}\right]^{\frac{1}{n+2}}. \tag{9}$$

Обозначая через $C_{дк}$ величину $C_д$ при $u = u_к$ ($u_в = 0$) и введя безразмерные величины

$$\alpha = \frac{C_д}{C_{дк}}, \quad \beta = \frac{u_в}{u_к},$$

находим, что

$$\alpha = \frac{1}{(1+\beta)^{\frac{1}{n+2}}};$$

при $\beta \gg 1$ $\alpha = \beta^{-\frac{1}{n+2}}$.

Дифференциальную емкость можно легко измерить и таким образом определить толщину переходного слоя в зависимости от приложенного извне постоянного напряжения. Результаты таких измерений обычно используют также для того, чтобы судить о распределении примесей, сопоставляя экспериментально найденную зависимость $C_д = \Phi(u)$ с рассчитанными при заданных функциях распределения объемного заряда. Однако такое сопоставление неоднозначно. Действительно, будем считать заданной $h = a + b = \Psi(u)$.

Из (6) следует, что

$$da = \frac{|\varphi_2(b)|}{|\varphi_1(-a)|}\, db.$$

Учитывая, что

$$dh = da + db,$$

находим из (6) и (7)

$$h\frac{dh}{du} = \frac{1}{|\varphi_1(-a)|} + \frac{1}{|\varphi_2(b)|}. \tag{10}$$

Отсюда видно, что результаты измерений емкости или толщины слоя в зависимости от напряжения не всегда достаточны для однозначного определения объемных зарядов. Необходимо дополнить эти данные еще одним условием связи между φ_1 и φ_2.

Если, например, принять, что

$$|\varphi_1(-a)| = m\,|\varphi_2(b)|,$$

тогда вместо (9) получаем

$$C_д = \left[\frac{k_2 m}{u(n+2)\left(m^{\frac{1}{n+1}} + 1\right)^{n+1}}\right]^{\frac{1}{n+2}}.$$

Таким образом, если дифференциальная емкость изменяется обратно пропорционально $u^{1/\gamma}$, то плотность объемных зарядов при наличии определенной симметрии в их распределении прямо пропорциональна $d^{\gamma-2}$, где d — расстояние от плоскости, в которой изменяется знак объемного заряда.

В частном случае, когда плотность заряда одной полярности много больше, чем другой, можно в правой части (10) пренебречь одним из членов по сравнению с другим и получить формулу Шоттки для контакта полупроводника с металлом ([3]).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
6 III 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. И. Губанов, ЖТФ, 23, 675 (1953); 23, 1287 (1953). [2] W. Shockley, Bell Syst. Techn. J., 28, 435 (1949). [3] W. Schottky, Z. Phys., 118, 539 (1941).