

Высокочастотная барьерная емкость контакта металл–полупроводник и резкого p – n -перехода

© В.И. Мурыгин[†]

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
124498 Зеленоград, Россия

(Получена 4 ноября 2003 г. Принята к печати 10 ноября 2003 г.)

Рассчитаны высокочастотные емкости барьера Шоттки и резкого p – n -перехода с учетом концентрации свободных носителей заряда в области объемного заряда в полупроводнике с мелкими и глубокими примесными уровнями. Полученные формулы сопоставляются с опубликованными результатами расчетов высокочастотной емкости p – n -перехода и результатами экспериментальных исследований.

1. Введение

К настоящему времени с учетом концентрации свободных электронов в области объемного заряда была рассчитана высокочастотная емкость p – n -перехода, в котором n -полупроводник содержит один мелкий и один глубокий донорные уровни [1]. В работах [2,3] высокочастотная емкость сплавного диода на основе полупроводника, имеющего как мелкие, так и глубокие донорные и акцепторные уровни, была получена в пренебрежении концентрацией свободных носителей заряда в области объемного заряда.

2. Расчеты высокочастотной емкости

Высокочастотную барьерную емкость контакта металл–полупроводник и резкого p – n -перехода на основе полупроводников с различными примесными уровнями будем рассчитывать при помощи соотношения

$$C = \frac{dQ}{d\varphi}, \quad (1)$$

где Q — величина объемного заряда в барьере, φ — потенциал.

Рассмотрим вначале случай, когда в n -полупроводнике контакта металл–полупроводник или резкого p^+ – n -перехода имеется только один мелкий донорный уровень. Будем считать запирающее напряжение, приложенное к диодной структуре, равным

$$V = V_0 + V' e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Здесь V_0 — постоянное напряжение, $V' e^{-i\omega t}$ — малая добавка переменного напряжения частоты ω . Высокочастотная емкость в данном случае может быть получена при частотах, определяемых соотношением $\omega\tau_M \gg 1$, где τ_M — максвелловское время релаксации. Если ось x направить перпендикулярно границе контакта металл — полупроводник или плоскости p^+ – n -перехода, то при

малой переменной добавке напряжения dV' максимальное приращение объемного заряда на предельной частоте равно

$$dQ = e(n_0 - n) S dx, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, n и n_0 — неравновесная и равновесная концентрации свободных электронов соответственно, S — площадь контакта металл–полупроводник или p^+ – n -перехода.

Известно, что

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура.

На предельной частоте n и n_0 мало отличаются друг от друга, т.е. $e\varphi/kT \ll 1$. Тогда

$$n = n_0 \left(1 - \frac{e\varphi}{kT}\right). \quad (5)$$

Подставив (5) в (3), получим

$$dQ = n_0 \frac{e^2\varphi}{kT} S dx. \quad (6)$$

Величину $d\varphi$ будем определять при помощи уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{e(n - n_0)}{\epsilon_0\epsilon}, \quad (7)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость. С помощью (5) уравнение Пуассона приводится к виду

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{n_0}{\epsilon_0\epsilon} \frac{e^2\varphi}{kT}. \quad (8)$$

Преобразуем (8) следующим образом:

$$d\varphi \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{2} d\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = -\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 \epsilon k T} \varphi d\varphi. \quad (9)$$

Начало отсчета потенциала мы выбрали на границе области объемного заряда с базой, т.е. отсчет против

[†] E-mail: gpd@gf.miee.ru

направления оси x , поэтому после интегрирования (9) получим

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = -\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon k T} \varphi^2 \Big|_0 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon k T} \varphi^2. \quad (10)$$

Отсюда

$$d\varphi = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon k T}} \cdot \varphi dx. \quad (11)$$

С помощью (1), (6) и (11) окончательно имеем

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon e^2 n_0}{k T}}. \quad (12)$$

Интересно отметить, что дебаевская длина экранирования постоянного электрического поля равна

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon k T}{e^2 n_0}}, \quad (13)$$

а высокочастотная емкость в рассматриваемом случае имеет вид

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{L_D}. \quad (14)$$

В дальнейшем мы рассмотрим структуры, в n -полупроводнике которых имеется глубокий примесный уровень. Тогда время релаксации будет определяться временем стационарного заполнения этого уровня.

Если в полупроводнике кроме мелкого донорного уровня с концентрацией N_d имеется один глубокий донорный уровень с концентрацией N , то плотность объемного заряда есть $\rho = e(N_d + N^+ - n) = e(n_0 - n)$ и высокочастотная емкость в данном случае получается равной

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon e^2 (N_d + N^+)}{k T}}. \quad (15)$$

Пусть теперь в полупроводнике рассматриваемых диодных структур кроме мелкого донорного уровня с концентрацией N_d содержится глубокий акцепторный уровень с концентрацией N , расположенный в верхней половине запрещенной зоны. Обменом его электронами с валентной зоной пренебрегаем. Кинетика изменения заряда на акцепторном уровне в области объемного заряда подчиняется соотношению

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = \gamma_n n N^0 - \alpha_n N^-. \quad (16)$$

Здесь γ_n — коэффициент рекомбинации электрона на акцепторный уровень, α_n — вероятность генерации электрона с акцепторного уровня, N^0 и N^- — равновесные концентрации нейтральных атомов и ионов примеси соответственно. Согласно принципу детального равновесия

$$\alpha_n = \gamma_n n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-}, \quad (17)$$

где N_a^0 и N_a^- — равновесные концентрации нейтральных атомов и ионов примеси. Тогда в стационарном состоя-

нии (16) с учетом (17) справедливо выражение

$$n N^0 - N^- n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-} = 0. \quad (18)$$

Так как $N = N^0 + N^-$, из (18) имеем

$$N^- = \frac{N n N_a^-}{n N_a^- + n_0 N_a^0}. \quad (19)$$

Плотность объемного заряда равна

$$\rho = e(-n + N_d + N^-) = e N'. \quad (20)$$

Поскольку $N_d = N_a^- + n_0$ и $N = N_a^0 + N_a^-$, из (19) и (20) получаем

$$N' = n_0 - n + \frac{(n_0 - n) N_a^- N_a^0}{n N_a^- + n_0 N_a^0} \approx (n_0 - n) \times \left(1 + \frac{N_a^- N_a^0}{n_0 N_a^- + n_0 N_a^0}\right). \quad (21)$$

Следует отметить, что формула (21) справедлива при любых соотношениях между концентрациями доноров и акцепторов. Только при $N_d < N$ под N_a^0 надо понимать разность $N_d - N_a^- = n_0$, так как электроны в зоне проводимости могут появиться за счет перехода с уровня ионизованных акцепторов, концентрация которых N_a^- не может быть больше N_d , т.е. $N_a^0 = n_0$. При $N_d > N$ концентрация n_0 становится больше концентрации N_a^0 .

Воспользуемся опять формулой (5), тогда

$$N' = \frac{e\varphi}{kT} \left(n_0 + \frac{N_a^- N_a^0}{N_a^- + N_a^0}\right). \quad (22)$$

Приращение заряда в этом случае будет равно

$$dQ = e N' S dx = \frac{e^2 \varphi}{kT} \left(n_0 + \frac{N_a^- N_a^0}{N_a^- + N_a^0}\right) S dx = \frac{e^2 \varphi}{kT} n' S dx. \quad (23)$$

Аналогично предыдущим выкладкам с помощью уравнения Пуассона получим

$$d\varphi = \sqrt{\frac{n' e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon k T}} \cdot \varphi dx. \quad (24)$$

Выражение для емкости в этом случае имеет вид

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon e^2 n'}{k T}}, \quad (25)$$

$$n' = n_0 + \frac{N_a^- N_a^0}{N_a^- + N_a^0}. \quad (26)$$

Рассмотрим наконец случай, когда в n -полупроводнике контакта металл–полупроводник или резкого $p^+ - n$ -перехода имеется один глубокий донорный уровень в концентрации N и один акцепторный уровень в концентрации N_a в нижней половине запрещенной зоны. Уравнение кинетики для донорного уровня запишем в таком виде

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = -\gamma_n n N^+ + \alpha_n N^0. \quad (27)$$

Здесь γ_n — коэффициент рекомбинации электрона на донорный уровень, α_n — вероятность генерации электрона с донорного уровня. Прделав аналогичные расчеты, как и в предыдущем случае, можно получить формулу (25), только вместо n' необходимо подставить

$$n'' = n_0 + \frac{N_d^0 N_d^+}{N_d^0 + N_d^+}. \quad (28)$$

Опять оказывается

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{L_D}, \quad (29)$$

где L_D — дебаевская длина экранирования электрического поля,

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon k T}{e^2 n''}}. \quad (30)$$

Аналогично для контакта металл–полупроводник или резкого $n^+ - p$ -перехода, когда в p -полупроводнике имеются один глубокий акцепторный уровень и один донорный уровень, получаются формулы (29) и (30), где вместо n'' должен быть величина

$$n''' = p_0 + \frac{N_a^- N_a^0}{N_a^- + N_a^0}. \quad (31)$$

Дебаевские длины экранирования электрического поля в компенсированных полупроводниках с глубокими примесными уровнями, определяемые формулами (28), (30) и (31), нами ранее были получены в работах [3,4]. Формулы (26) и (31) отличаются только первыми слагаемыми. Поэтому очевидно, что выражение (26) может также определять длину Дебая для полупроводника n -типа проводимости, когда акцепторный уровень расположен в верхней половине запрещенной зоны.

3. Заключение

Таким образом, во всех рассматриваемых случаях высокочастотная барьерная емкость контакта металл–полупроводник и резких $p^+ - n$ -перехода или $n^+ - p$ -перехода не зависит от величины приложенного обратного напряжения, а толщина области объемного заряда равняется дебаевской длине экранирования электрического поля.

В результатах работы [1], когда $N_d > N^+$, высокочастотная емкость также не зависит от величины обратного напряжения и имеет довольно сложное выражение. Однако при $N_d < N^+$

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon e^2 N^+}{4kT}}, \quad (32)$$

т. е. имеет по сути такой же вид, что дает формула (15), только величина емкости в 2 раза меньше. Эта формула была получена при более жестких условиях по сравнению с (15), а именно при $e\varphi/4kT \ll 1$.

В работе [5] исследовался импеданс $p - n$ -переходов из арсенида галлия, легированных крмнием. В дырочной области содержались два акцепторных уровня с энергиями ионизации 0.03 и 0.1 эВ. В области высоких частот наблюдалась сильная зависимость емкости от температуры (в интервале температур 77–293 К емкость увеличивалась на порядок), а при температуре 77 К величина емкости в исследуемом интервале напряжений смещения от 0 до 8 В не менялась от напряжения. Эти экспериментальные данные полностью согласуются с результатами наших расчетов.

Список литературы

- [1] В.И. Перель, А.Л. Эфрос. ФТП, **1** (11), 1693 (1967).
- [2] Л.С. Берман. ФТП, **3** (12), 1878 (1969).
- [3] Л.С. Берман. ФТП, **4** (8), 1511 (1970).
- [4] В.К. Григорьев, О.И. Казанцев, В.И. Мурыгин, В.С. Рубин, В.И. Стафеев. ФТП, **3** (12), 1861 (1969).
- [5] В.И. Мурыгин, В.Б. Гундырев. Изв. вузов. Электроника, № 3 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

High-frequency barrier capacity of metal–semiconductor contact and abrupt $p - n$ -junction

V.I. Murygin

Moscow State Institute of Electronic Technology,
124498 Zelenograd, Russia

Abstract In the paper, high-frequency capacities of Schottky barrier and of an abrupt $p - n$ -junction were calculated taking into account the free charge-carriers concentration in the area of volume charge for semiconductors with deep and shallow impurity levels. The derived formulas were compared to published results for the high-frequency capacity of $p - n$ -junction and experimental results.