ISSN 0002-306X. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2008. Т. LXI, № 1.

УДК 621.372.2 РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

В.В. БУНИАТЯН, Л.Э. ХАЧИКЯН

О ВОЗМОЖНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРИЧИНАХ ЗАВИСИМОСТИ C ~ f В СТРУКТУРАХ ТИПА СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОЭЛЕКТРИК

Представлены результаты теоретических исследований контакта сверхпроводник/ферроэлектрик. Анализируется общая физическая модель контакта с учетом диэлектрического зазора между ферроэлектриком и сверхпроводником при наличии поверхностных состояний в контакте.

Ключевые слова: поверхностные уровни, контакт сверхпроводник/ферроэлектрик, ловушки захвата.

В последние десятилетия ферроэлектрические материалы оказались наиболее востребованными в микроэлектронной промышленности. Фундаментальное свойство ферроэлектриков (зависимость диэлектрической постоянной от электрического поля и температуры) позволяет их использовать в качестве управляемых компонентов сверхвысокочастотных (СВЧ) схем [1]. В силу структурной совместимости с ферроэлектриками в качестве компонентов схем в поле зрения разработчиков оказались сверхпроводники. Грамотное сочетание фундаментальных характеристик сегнетоэлектриков и сверхпроводников (малые микроволновые потери) привело к созданию приборов с электрически управляемыми характеристиками. Уже сообщалось о создании конденсаторов на основе структуры сверхпроводник/ ферроэлектрик (СП/Ф), резонаторов, фильтров и других криоэлектронных устройств СВЧ диапазона [2-3,5,7,8]. Наиболее перспективными среди ферроэлектриков в качестве компонентов СВЧ схем являются $SrTiO_3$ (STO), а также $KTaO_3$ (KTO). Возросший интерес к сверхпроводникам прежде всего связан с $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO), который имеет структурную совместимость с $SiTiO_3$ (STO) и $KTaO_3$ (KTO).

Массовое внедрение и производство схем на базе структуры типа СП/Ф должно предшествовать изучению физических и электрических характеристик этих схем. Для практического использования таких структур и устройств, построенных на их основе, необходимо более детальное изучение как условий образования потенциального барьера на границе раздела этих материалов, так и электрических характеристик, получаемых при этом переходе. Возросший интерес к структурам типа СП/Ф был отмечен рядом публикаций об экспериментально полученных результатах исследований таких структур. Так, эспериментально получены зависимости C-f и tanδ-f для конденсаторов STO с YBCO в качестве буферного слоя при комнатной температуре [6]. При этом для ~3,0 *ГГц* < f < (30,0 *ГГц* характерны зависимости типа: $C \sim 0{,}4031f^{0.17}$ и $\tan\delta \sim 0{,}01666f^{0.536}$. Похожие зависимости наблюдались с $BaTio_3$ (BTO) [6].

Целью данной работы является теоретическая трактовка физической природы вышеуказанной зависимости, которая базируется на допущении о возможности существования ловушечных уровней на границе раздела двух сред. Эти ловушки надо рассматривать как центры захвата и рассеяния энергии. Их присутствие порождает дополнительную ловушечную емкость (C_t). В пользу этой версии склоняются и сами авторы эксперимента [3-4, 6]. Отмечается, что в структурах типа СП/Ф часть инжектированных носителей захватывается ловушками, создавая неподвижный поверхностный заряд [1,6]. Последнее может привести к изменению соотношений между приложенным к структуре напряжением и высотой потенциального барьера, что, в свою очередь, влияет на текущее значение емкости и напряженности, а это адекватно сказывается на характеристиках приборов.

На рис.1 представлена энергетическая диаграмма предполагаемой теоретической модели.

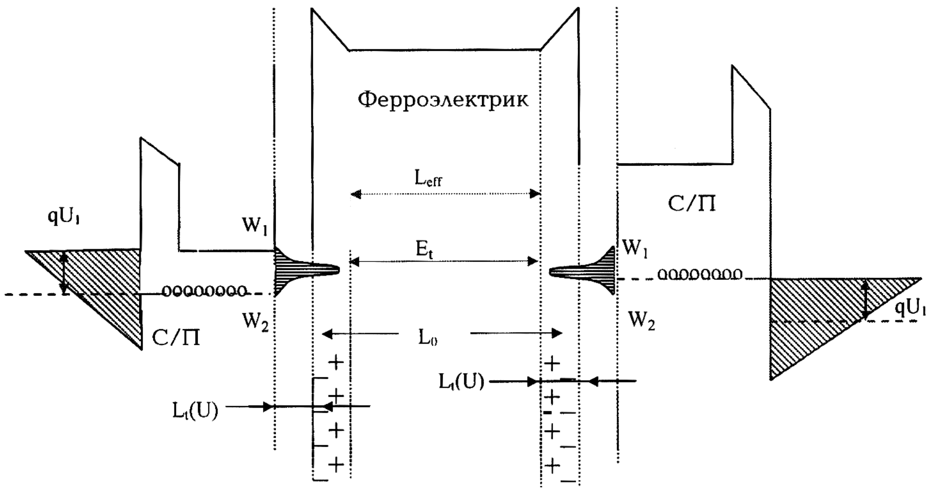

Рис.1. Энергетическая диаграмма модели

В основе модели лежит предположение, что на границе раздела СП/Ф присутствуют ловушечные уровни и их спектр описывается экспоненциальным распределением типа

$$N(W) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{W - E_c}{kT_t}\right) = N_n \cdot \exp\left(\frac{W - F_0}{kT_t}\right), \qquad (1)$$

где T_t - температурный параметр, характеризующий распределение захваченных электронов на границе раздела СП/Ф; E_c - энергия, соответствующая дну зоны проводимости; W - энергия уровней захвата; F_0 - энергия Ферми при тепловом равновесии; k - постоянная Больцмана; N_0 - некая постоянная, имеющая размерность *см*$^{-3}$. Нижнюю и верхнюю границы энергетического спектра ловушек обозначим W_1 и W_2 соответственно (рис.1).

Захват носителей ловушками описывается кинетическим уравнением вида

$$\frac{\partial}{\partial t}dn_t = \alpha\left(dN_t\left(W\right)-dn_t\right)n - P_t dn_t, \qquad (2)$$

где t – время; dn_t - концентрация захваченных электронов, соответствующая интервалу энегий ∂W; n - концентрация свободных электронов; $\alpha=\langle\sigma v_t\rangle$ - усредненное по свободной зоне произведение скорости электронов v_t на эффективное сечение ловушек при данной энергии W; P_t - вероятность термической ионизации ловушек.

Обычно временные параметры всех величин в линейном приближении представляются в виде суммы двух составляющих: постоянной (индекс 0) и переменной (индекс 1). Исходя из этого выражение для концентрации захваченных электронов будет выглядеть следующим образом:

$$n_t(x,t) = n_{t_0}(x) + n_{t_1}\exp(i\omega t), \qquad (3)$$

где ω - угловая частота малого сигнала.

Для постоянной составляющей концентрации захваченных носителей на границе раздела двух сред выражение (2) на случай равновесия примет вид

$$\alpha\cdot\left(N_t - dn_{t_0}\right)\cdot n_0 - P_t\cdot dn_{t_0} = 0\,. \qquad (4)$$

Пользуясь соотношением типа $P_t = \alpha\cdot\gamma(W)$, где $\gamma(W) = \frac{N_c}{g}\exp\left(\frac{W-E_c}{kT_t}\right)$, из (4) для n_{t_0} получим

$$dn_{t0} = \frac{dN_t}{1+\frac{\gamma(W)}{n_0}}, \qquad (5)$$

где g - статистический фактор захвата ловушек; N_c – эффективное число состояний в свободной зоне.

Дифференцирование уравнения для плотности полного тока

$$j = q\cdot n(x)\cdot\mu(x) + q\cdot D\cdot\frac{\partial n(x)}{\partial x}, \qquad (6)$$

где j, E, μ, D - соответственно плотность протекающего тока, напряженность электрического поля, подвижность и коэффициент диффузии электронов, при допущении, что $\frac{\partial j}{\partial x} = 0$ и D=0, позволяет получить следующее выражение:

$$E\cdot\frac{\partial n(x)}{\partial x} = -n\cdot\frac{\partial E}{\partial x}\,. \qquad (7)$$

С другой стороны, уравнение Пуассона для одномерного случая записывается в виде

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\xi_s}\cdot\left(n + n_t\right), \qquad (8)$$

где n и n_t - соответственно концентрации свободных и захваченных электронов; ξ_s - диэлектрическая проницаемость среды.

Сопоставляя (7) и (8), получим

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{q}{\xi_s} \cdot n \cdot (n + n_t), \qquad (9)$$

где $n + n_t = n_j$ - концентрация инжектированных электронов.

Интегрирование (1) и (3) с учетом вышеуказанных равенств приведет к следующим соотношениям для n и n_t [3]:

$$n = \Gamma \cdot n_0 \cdot \left\{ \frac{1 - U^{\frac{1}{l}}}{U^{\frac{1}{l}}} - g \cdot \left(\Gamma \cdot \frac{n_0}{N_n} \right)^{l-1} \cdot \ln\left[\frac{gx_1 + \exp y_2}{gx_1 + \exp y_1} \right] \right\},$$

$$n_t = g \cdot \frac{\Gamma^l}{U} \cdot \left(\frac{n_0}{N_n} \right)^{\frac{1}{l}} \cdot N_n \cdot \ln\left[\frac{gx_1 + \exp y_2}{gx_1 + \exp y_2} \right], \qquad (10)$$

где W_1 и W_2 - соответственно нижняя и верхняя границы энергетического спектра ловушек,

$$\Gamma = \frac{N_n}{n_0} \cdot \left(\frac{n_0}{N_c} \right)^{\frac{1}{l}}, \; l = \frac{T_t}{T}, \; U = \frac{n_0}{n} = \frac{q \cdot n_0 \cdot \mu \cdot E}{j}, \; y_1 = \frac{W_1 - E_c}{KT_t}, \; y_2 = \frac{W_2 - E_c}{KT_t}, \; x_1 = \frac{n_0}{N_c}.$$

Аналогичный математический подход для переменной составляющей концентрации захваченных электронов выявляет следующее соотношение для n_{t1}:

$$dn_t = \frac{\alpha n_1 \gamma(W) dN_t(W)}{[\gamma(W) + n_0][\alpha(\gamma(W) + n_0) + i\omega]}. \qquad (11)$$

Интегрирование (11) в энергетическом интервале (W_2 – W_1), принимая, что α=const, приведет к соотношению типа

$$n_{t_1} = \alpha n_1 (B_0 - i\omega B_1), \qquad (12)$$

где $n_t = \int_{W_1}^{W_2} dn_t$, $\qquad B_1 = \frac{Z}{\alpha} \int_{W_1}^{W_2} \frac{\exp\left(\frac{2W}{kT_t}\right)\partial W}{[n_0 + \gamma(W)] \cdot \left[\omega^2 + \alpha^2 (n_0 + \gamma(W))^2\right]},$

$$B_0 = Z\int_{W_1}^{W_2}\frac{\exp\left(\frac{2W}{kT_t}\right)\partial W}{\omega^2+\alpha^2\left[n_0+\gamma(W)\right]^2}, \quad Z=\frac{\alpha N_c N_n \exp\left[\frac{-(E_c+F_0)}{kT_t}\right]}{gkT_t},$$

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{F_0-E_c}{kT_t}\right).$$

Для переменной составляющей полного тока без учета диффузионного будет справедливо соотношение

$$j_1 = S\left(\xi_s\frac{\partial E_1}{\partial t}+q\mu_n E_0 n_1 + q\mu_n E_1 n_0\right), \tag{13}$$

где $E = E_0(x)+E_1(x,t)$. В рассматриваемой области частот $E_1 = V_1\frac{\partial E_0}{V_0}$. Из (11) и (12), а также принимая во внимание, что $Y=\frac{j_1}{U_1}$, получим следующее выражение:

$$Y = S\left\{\begin{aligned}&q\mu_n n_0\frac{\partial E_0}{\partial V_0}+\frac{q\mu_n E_0 A(1+\alpha B_0)}{(1+\alpha B_0)^2+(\alpha\omega B_1)^2}\\&+i\omega\left[\xi_s\frac{\partial E_0}{\partial V}+\frac{q\mu_n E_0 A\alpha B_1}{(1+\alpha B_0)^2+(\alpha\omega B_1)^2}\right]\end{aligned}\right\}. \tag{14}$$

Для теоретического обоснования экспериментальных данных предлагается представить исследуемую структуру в виде последовательного соединения следующих емкостей:

$$C(U)=\frac{C_1(U)\cdot C_t(U)}{2C_1(U)+C_t(U)} \Leftrightarrow C(U)=\frac{C_1(U)}{1+\frac{2C_1(U))}{C_t}}, \tag{15}$$

где $C_1(U)$ – геометрическая емкость длиной L_{eff}; $C_t(U)$ - ловушечная емкость длиной L_t.

С другой стороны, выражение (15) путем последовательной подстановки соответствующих выражений [3] можно привести к виду

$$Y = G_0 + G_t + i\omega(C_0 + C_t), \tag{16}$$

где C_o - электростатическая емкость; C_t - ловушечная емкость, которая имеет вид

$$C_t = \frac{2\xi_s S\mu U_0}{d^3}\cdot\frac{\alpha B_1}{(1+\alpha B_0)^2+(\alpha\omega B_1)^2}. \tag{17}$$

С учетом вышепредставленных формул выражение (17) можно переписать в виде

$$C_t = \frac{2\mu_n U_0 g^2 C_0 N_n}{\alpha l^2 N_c n_0} \cdot \frac{\left\{ e^{\frac{3W_2+2W_1}{kT_t}} - e^{\frac{3W_1+2W_2}{kT_t}} \right\}}{e^{\frac{(W_1+W_2)}{kT_t}} \left\{ (1+\beta x)^2 + (\beta\beta_1)^2 \left[e^{\frac{W_2}{kT_t}} - e^{\frac{W_1}{kT_t}} \right] \right\}}, \quad (18)$$

где $\beta = \dfrac{gN_n}{n_0}$, $\beta_1 = \dfrac{g\omega}{\alpha N_c}$ - безразмерная частота $\left(f = \dfrac{\omega}{\alpha N_n} \right)$.

В результате получим

$$\frac{C_t}{C_0} = \frac{2\mu_n U_0 \beta\beta_1}{l^2\omega} \cdot \frac{\left\{ e^{\frac{3W_2+2W_1}{kT_t}} - e^{\frac{3W_1+2W_2}{kT_t}} \right\}}{e^{\frac{(W_1+W_2)}{kT_t}} \left\{ (1+\beta x)^2 + (\beta\beta_1)^2 \left[e^{\frac{W_2}{kT_t}} - e^{\frac{W_1}{kT_t}} \right] \right\}}. \quad (19)$$

Математическое решение выражения (19) путем подстановки соответствующих значений выявляет зависимость $C \sim f$ в виде

$$\frac{C_t}{C_0} = 4 \cdot 10^n \cdot f^{-2} \Rightarrow C_t = 4 \cdot 10^n \cdot C_0 \cdot f^{-2}, \quad (20)$$

где n принимает различные значения в зависимости от N_n.

В результате выражение (16) можно представить в виде

$$C(U) = \frac{C_1(U) \cdot C_t(U)}{2C_1(U) + C_t(U)} \Leftrightarrow C(U) = \frac{C_1(U)}{1 + \dfrac{2C_1(U))}{C_t}} = \frac{\xi\xi_o S / d}{1 + 2 \cdot f^2 / 4 \cdot 10^n}. \quad (21)$$

На основании (21) построена диаграмма зависимости C/f для теоретической модели при различных значениях ξ и N_n (рис.2).

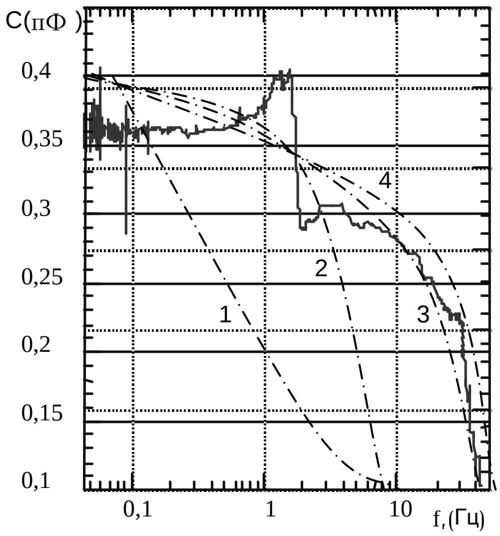

Рис.2. Диаграмма зависимости частоты от емкости
(пунктиром обозначены диаграммы зависимости, полученные на основе теоретической модели):
1 – ξ = 1800, N_n = 10^{22}; 2 – ξ = 720; N_n =10^{20};
3 – ξ = 720; N_n =10^{18}; 4 – (ξ = 720; N_n =10^{15}

Анализ двух диаграмм зависимости (теоретической и экспериментальной) обнаруживает следующую закономерность. По мере уменьшения ξ и N_n диаграмма, построенная на основе теоретической модели, все больше и больше приобретает очертания экспериментально полученной диаграммы, что говорит о физической состоятельности теоретической модели. Таким образом, схожесть экспериментальной и теоретической зависимостей указывает на то, что допущение о существовании ловушечных уровней переходит из экспериментального предположения в теоретическое обоснование. Это, в свою очередь, говорит о физической актуальности предлагаемой модели в плане объяснения экспериментальных данных. Такой подход открывает большие возможности для теоретических исследований в этой области, направленных на усовершенствование качественных характеристик приборов на основе СП/Ф.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бузин И.М., Иванов И.В., Моисеев Н.Н., Чупраков В.Ф**. Нелинейность и диэлектрические потери танталата калия//Физика твердого тела.-1980.- С. 2057-2061.
2. **Буниатян В. В., Хачикян Л. Э.** О диэлектрических потерях в структурах типа сверхпроводник/сегнетоэлектрик // Моделирование, оптимизация, управление.-Ереван, 2003.-С.47-52.

3. **Aroutiounian V., Gasparyan F., Buniatyan V., Travadjan M., Soukiassian P.** Static and dynamic characteristics of monopolar current injection in SiC with non-uniform distribution of traps//Proceedings of the 2nd International Conference "Mass and Charge Transport in Inorganic Mateials".-Italy, July 14-18, 2002.- P.89-95.
4. **Chakalov R.A., Ivanov Z.G., Boikov Yu.A., Larsson P.** Fabrication and investigation of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$/ $Ba_{0.05}Sr_{0.95}Tio_3$ thin film structures for voltage tunable devices //Physical C.- 1998.-P.279-288.
5. **Boikov Yu., Ivanov Z.G., Vasiliev A.L., Pronin I.** Epitaxial heterostructures $YBa_2Cu_3O_{7-x}$/$KtaO_3$ for microwave applications//Applied Physics Letters.-1991.- P.2708-2710.
6. **Gevorgian S., Carlsson E., Wikborg E., Kollberc E.** Tunable microwave devices based on bulk and thin film ferroelectrics//Integrated Ferroelectrics.-1998.- P.245-257.
7. **Gevorgian S., Petrov P.K., Avadel S., Ivanov Z.** Strain induced ferroelectrosity in epitaxial $SrTiO_3$ films//Chalmers University of Technology, 41296, Gothenburg Sweden, Erisson Microwave Systems, 43184 Moendal, Sweden, 2000.
8. **Vendik O.G., Ter-Martirosyan L.T., Dedyk A.I., Karmanenko S.F., Chakalov R.A.** Nich-T_c Superconductivity: New applications of ferroelectrics at mikrowave ferquencies// Ferroelectrics.-1993.-P.33-43.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 17.07.2007.

Վ.Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Լ.Է. ԽԱՉԻԿՅԱՆ

ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ - ՖԵՌՈԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿՈՆՏԱԿՏԻ C ~ f ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՀԱՎԱՆԱԿԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՏՃԱՌՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ներկայացվում են գերհաղորդիչ - ֆեռոէլեկտրիկ կոնտակտի տեսական հետազոտությունների արդյունքները: Վերլուծվել է կոնտակտի ընդհանուր ֆիզիկական մոդելը մակերեսային վիճակների և գերհաղորդչի ու ֆեռոէլեկտրիկի միջև դիէլէկտրիկական առանցքի առկայությամբ:

Առանցքային բառեր. մակերեսային վիճակներ, գերհաղորդիչ - ֆեռոէլեկտրիկ կոնտակտ, զրաված թակարդներ:

V.V. BUNIATYAN, L.E. KHACHIKYAN

ON POSSIBLE PHYSICAL REASONS FOR C ~ f DEPENDENCE IN STRUCTURES OF SUPERCONDUCTOR/FERROELECTRIC TYPE

The results of theoretical studies of superconductor/ferroelectric are given. A general physical model of the contact with a dielectric gap between the ferroelectric and superconductor in the presence of surface states in the contact is given.

Keywords: superficial levels, superconductor/ferroelectric contact, catch trap.