A. M. Satanin, IMPEDANCE OF RANDOM-HETEROGENEOUS SUPERCONDUCTORS, *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 1992, Volume 62, Issue 2, 202–206

Сравнение датчиков водорода на ПАВ на различных подложках.

Структура	$\Delta F/F$ [1] ; 10^{-6}	r^1	$\Delta S/S$, % [2]
Pd/SiO_2	200	0.06	-14.2
$Pd/LiNbO_3$	25	0.04	-11.9

[1] Толщина пленки Pd $h/\lambda = 8\cdot10^{-3}$.
[2] Изменение параметров пленки Pd соответствует переходу от чистого Pd к Pd $H_{0.66}$:
$\Delta\rho/\rho = -10$ %, $\Delta C_{11}/C_{11} = -6.7$ %, $\Delta C_{44}/C_{44} = -3.2$ %.

противоположным изменениям скорости ПАВ (рис. 2), то эти парциальные изменения скорости могут взаимно компенсировать друг друга. В этом случае чувствительность датчика снижается даже при значительной концентрации волны в пленке.

Проведенный анализ позволяет заключить, что при выборе материалов пленки и подложки для газовых датчиков на ПАВ необходимо, во-первых, стремиться к достижению максимальной концентрации энергии волны в пленочном покрытии (это условие наиболее эффективно выполняется в "ускоряющих" структурах [6]) и, во-вторых, избегать взаимной компенсации изменений плотности и упругих модулей пленки на скорость распространения ПАВ во всей структуре.

Список литературы

[1] *Christofides C., Mandelis A.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 6. P. R1—R30.
[2] *Зимел Дж.* // Приборы для научных исследований. 1990. Т. 61. № 6. С. 3—30.
[3] *Palma A., Verona E.* // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 3. P. 300—301.
[4] *D'Amico A., Gentili M., Verardi P., Verona E.* // 2nd Intern. Meeting on Chemical Sensors. Bordeaux, 1985. P. 743—746.
[5] *Anisimkin V. I., Verona E., D'Amico A.* // Nuovo Cimento. 1989. Vol. 11D. N 3. P. 503—508.
[6] *Анисимкин В. И., Котелянский И. М., Мавленков П. Н.* // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 338—339.
[7] *Chen D.-P., Hans H. A.* // IEEE Trans. 1985. Vol. SU-32. N 3. P. 395—408.
[8] *Borchi E., De Gennaro S., Lombardini L., Zolli M.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. Vol. 104. P. 667—678.
[9] *Hsu D. K., Leisure R. G.* // Phys. Rev. 1979. Vol. 20B. N 4. P. 1339—1344.

Институт радиотехники и электроники
Москва

Поступило в Редакцию
19 февраля 1991 г.

---

05 *Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992*

ИМПЕДАНС СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А. М. Сатанин

В последнее время были выполнены многочисленные измерения импеданса высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в интервале частот $\omega/2\pi = 1$—100 ГГц и достаточно широком интервале температур [1—5]. Интерпретация экспериментальных данных в рамках традиционных представлений пока вызывает существенные затруднения и не является однозначной. Это связано с отсутствием микроскопической теории ВТСП, а также с неконтролируемой структурой материалов, которая существенно зависит от технологии. Импеданс определяет потери и его дальнейшее изучение имеет важное практическое значение для определения характеристик ВЧ линий и резонаторов на основе ВТСП.

ВТСП можно условно разделить на три класса: керамические материалы с гранулярной структурой, поликристаллические (текстурированные) пленки и несовершенные поликристаллы [6]. В этих материалах длина когерентности мала по сравнению с глубиной проникновения поля δ, а для большинства из них — по сравнению с масштабом неоднородностей. При таком соотношении масштабов электромагнитный отклик сверхпроводника определяется в рамках лондоновской электродинамики. В этом случае качественное изменение отклика следует ожидать, когда глубина проникновения сравнивается с характерным масштабом изменения проводимости.

В данной работе мы исследуем материалы, у которых масштаб неоднородности d вдоль поверхности сверхпроводника велик по сравнению с глубиной проникновения поля δ, тогда как δ (например, вследствие температурной зависимости) может быть как больше, так и меньше масштаба изменения проводимости l вглубь сверхпроводника. Неравенство $d >> l$ позволяет ввести импедансное граничное условие на поверхности сверхпроводника. Оно означает также, что мы ограничиваемся рассмотрением случайно-неоднородных слоистых сверхпроводников или текстур, у которых размер микрокристаллов d существенно превышает δ. Будет показано, что импеданс таких материалов в общем случае не определяется усредненной проводимостью, а зависит от статистических характеристик сверхпроводника.

Длина пробега l_p носителей в ВТСП сравнима с длиной когерентности, и эта величина значительно меньше масштаба неоднородности, поэтому можно ввести локальную проводимость. Крупномасштабные неоднородности ($l >> l_p$) обусловлены различными причинами, например, нестехиометрией состава, обусловленной неоднородными условиями роста. В этом случае проводимость меняется вследствие изменения соотношения между нормальными и сверхпроводящими электронами. В рамках двухжидкостной модели

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_n, \ \sigma_s = \frac{i\sigma_0}{\omega\tau}(1-q),$$

$$\sigma_n = \sigma_0(1+i\omega\tau)q, \ \sigma_0 = \frac{e^2 n\tau}{m},$$

$$q = n_n/n, \ n = n_n + n_s, \ \omega\tau << 1. \tag{1}$$

Величина q будет случайно изменяться в интервале $0 \le q \le 1$. Могут присутствовать также прослойки диэлектрической фазы, которые в СВЧ диапазоне будем характеризовать комплексной проводимостью

$$\sigma_d = \sigma_d^0 - i\frac{\varepsilon\omega}{4\pi}, \tag{2}$$

где σ_d^0 описывает потери в диэлектрике, ε — статическая диэлектрическая проницаемость.

Для такого материала локальная проводимость σ может принимать случайным образом значения (1) и (2).

Получим замкнутое выражение для импеданса слоистой случайно-неоднородной среды. Предварительно рассмотрим слой толщины L, а затем совершим предельный переход $L \to \infty$. Импеданс слоя определяется выражением

$$Z = \frac{4\pi i\omega}{c^2}\frac{E(0)}{E'(0)}, \tag{3}$$

где E — компонента электрического поля, направленная параллельно поверхности образца.

Электрическое поле E подчиняется внутри слоя уравнению

$$E'' - \varkappa^2\left(1+\eta(x)\right)E = 0, \tag{4}$$

где

$$\varkappa^2 = -4\pi i\omega\bar{\sigma}/c^2,\ \eta(x) = \left(\sigma(x) - \bar{\sigma}\right)/\bar{\sigma},$$
$$\bar{\sigma} = \frac{1}{L}\int_0^L \sigma(x)\,dx. \tag{5}$$

Вне слоя E является решением

$$E'' + k^2E = 0,\ k = \omega/c. \tag{6}$$

На поверхности сверхпроводника E и E' подчиняются условию непрерывности. Внутри слоя E ищем в виде

$$E(x) = a(x)e^{-\varkappa x} + b(x)e^{\varkappa x},$$
$$a'(x)e^{-\varkappa x} + b'(x)e^{\varkappa x} = 0. \tag{7}$$

Вводя $R(x) = e^{2\varkappa x}/a$, из (4) и (7) получим уравнение

$$R' = 2\varkappa R + \frac{\varkappa\eta}{2}(1 + R)^2. \tag{8}$$

Граничное условие для R следует из условия сшивки поля E и E' при $x = L$

$$R(L) = \frac{\varkappa + ik}{\varkappa - ik}. \tag{9}$$

Импеданс выражается через $R(0)$ соотношениями

$$Z = Z_0\frac{1 + R(0)}{1 - R(0)},\ Z_0 = -\frac{4\pi i\omega}{c^2\varkappa}, \tag{10}$$

где Z_0 — импеданс, определяемый усредненной проводимостью (5).

Решение уравнения (8) с граничным условием (9) позволяет определить импеданс слоя, а при $L \to \infty$ — импеданс полупространства. Таким образом, для расчета импеданса сформулирована задача Коши.

Исследуем решение (8) в рамках теории возмущений, полагая, что отклонение σ от среднего мало́. Решение (8) ищем в виде ряда $R = R^0 + R^1 + R^2 + \ldots$ по степеням η. Выражение для Z при $L \to \infty$ принимает вид

$$Z = Z_0\,[1 + 2\,(R^1(0))^2 + 2R^2(0) + \ldots],$$

где $R^0(0) = 0$,

$$R^1(0) = -\frac{\varkappa}{2}\int_0^\infty dx\, e^{-\varkappa x}\eta(x),$$

$$R^2(0) = \frac{\varkappa^2}{2}\int_0^\infty dx\, e^{-\varkappa x}\eta(x)\int_0^\infty dx'\eta(x + x')e^{-\varkappa x'}.$$

Усредненное значение импеданса определяется выражением

$$\langle Z\rangle = Z_0\left[1 + \frac{\varkappa}{4}\int_0^\infty dx\, W(x)e^{-2\varkappa x} + \right.$$
$$\left. + \frac{\varkappa^2}{2}\int_0^\infty dx\, e^{-2\varkappa x}\int_0^\infty dx' e^{-2\varkappa x'}W(x - x') + \ldots\right], \tag{11}$$

где $W(x - x') = \langle\eta(x)\eta(x')\rangle$ — корреляционная функция.

Масштаб убывания поля определяется длиной $\delta = 1/\varkappa'$ ($\varkappa = \varkappa' + i\varkappa''$). Масштаб флуктуаций будем характеризовать выражением $l = |W(0)|/|W'(0)|$. Из (11) следует, что при $l << \delta$ корреляционную функцию можно заменить выражением $W(x) = \gamma^2 l\,\delta(x)$ и

$$<Z> = Z_0\left(1 + \frac{æ l \gamma^2}{2}\right). \tag{12}$$

Флуктуации импеданса удается исследовать в случае, когда $<\sigma''> >> <\sigma'>$, т. е. когда $\eta \sim \delta\sigma''/<\sigma'>$. Введем параметризацию $R = \rho\exp(i\varphi)$ и совершим в (8) преобразование $x \to L - x$. Будем считать также выполненными неравенства $k\delta << 1$ и $æ''\delta << 1$. В этом случае на масштабе δ при малом уровне флуктуаций η фаза φ будет меняться мало $\Delta\varphi \sim æ''\delta << 1$, а начальная фаза $\varphi_L \sim k\delta << 1$. Следовательно, изменением фазы можно пренебречь. Введем обозначения

$$æ = |æ|\,e^{i\alpha},\ \alpha << 1,\ t = 2æx,\ \eta = \eta' + i\eta'',\ \xi = \eta'/4.$$

Тогда из (8) получим уравнение для

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho - \xi(1+\rho)^2. \tag{13}$$

При $l << \delta$ $<\xi(t)\xi(t')> = 2\Gamma\delta(t - t')$, $\Gamma = \gamma^2 l\,|æ|/16$.

Для функции распределения $P(\rho, t)$ имеем уравнение Фоккера—Планка

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial\rho}\rho P + \Gamma\frac{\partial}{\partial\rho}(1+\rho)^2\frac{\partial}{\partial\rho}(1+\rho)^2 P. \tag{14}$$

Решение (12) при $t \to \infty$ имеет вид

$$P_\infty = \frac{A}{(1+\rho)^2}\exp\left[-\frac{\rho^2(1+\rho/3)}{2\Gamma(1+\rho)^2}\right]. \tag{15}$$

При $\Gamma << 1$ $\rho \sim \sqrt{\Gamma} << 1$ и

$$P_\infty(\rho) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}\rho}e^{-\rho^2/2\Gamma}. \tag{16}$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении импеданс имеет вид

$$Z = Z_0(1 + 2\rho), \tag{17}$$

где ρ описывается распределением (16).

Качественно выражения (12), (16) и (17) легко понять. Если на глубине проникновения δ случайная функция η меняется быстро и уровень флуктуаций мал, то добавки к Z_0 также малы и Z в основном определяется усредненной проводимостью, а добавка распределена по нормальному закону.

В другом предельном случае $l >> \delta$ корреляционную функцию в (11) можно заменить выражением $W(x) = W(0) + xW'(0) + \ldots$ и (11) принимает вид

$$<Z> = Z_0(1 + W(0)/4 + \ldots). \tag{18}$$

При наличии только крупномасштабных флуктуаций $l >> \delta$ ситуация существенно упрощается. В этом случае можно получить более общее выражение для Z, не используя теорию возмущений. Так как импеданс при этом определяется проводимостью поверхностного слоя, то

$$Z = (1 - i)\sqrt{\frac{2\pi\omega}{c^2\sigma}}, \tag{19}$$

где σ задана в слое толщины $\sim l$.

Флуктуации Z определяются тогда флуктуациями $1/\sigma$. При $d >> \delta$ поглощение СВЧ излучения будет определяться средним по поверхности образца. Например, в случае, когда σ определено соотношением (1), а флуктуирует q, то зависимость Z от температуры будет зависеть от распределения q и не будет универсальной.

Уравнение (8), определяющее импеданс слоистого случайно неоднородного сверхпроводника, является точным. При произвольном уровне флуктуаций его решение может быть выполнено численными методами.

Автор весьма признателен В. Ф. Гантмахеру, Г. И. Левиеву, А. В. Полисскому и М. Р. Трунину за многочисленные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Список литературы

[1] *Beyerman W. P., Alavi B., Gruner G.*// Phys. Rev. B. 1987. Vol. 35. N 16. P. 8826—8828.
[2] *Shridhar S., Shiffman C. A., Hamdeh H.*// Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 4. P. 2301—2304.
[3] *Wijeratne A. T., Dunifer G. L., Chen J. T., Wenger L. E.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 37. N 1. P. 615—618.
[4] *Kennedy W., Shridhar S.*// Sol. St. Commun. 1988. Vol. 68. N 1. P. 71—75.
[5] *Гантмахер В. Ф., Кулаков В. И., Левиев Г. И.* и др.// ЖЭТФ.1989. Т. 95. Вып. 4. С. 1444—1449.
[6] *Kapitulnic A., Naito B., Char K.* et al.// Intern. J. Mod. Phys. B. 1987. Vol. 1. N 3, 4. P. 779—797.

Нижегородский университет

Поступило в Редакцию
5 мая 1991 г.

04

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ПСЕВДОИСКРОВОГО РАЗРЯДНИКА СО ВСПОМОГАТЕЛЬНЫМ ТЛЕЮЩИМ РАЗРЯДОМ В ЦЕПИ ЗАПУСКА

К. А. Клименко, А. В. Колесников, Ю. Д. Королев, В. Г. Работкин, О. Б. Франц, И. А. Шемякин

В последнее время интенсивно исследуется новый тип разрядников низкого давления с полыми электродами и холодным катодом. Их часто называют псевдоискровыми разрядниками [1—3]. Они позволяют коммутировать в частотном режиме токи порядка 10 кА при длительности фронта импульса примерно 10 нс [1, 2]. Одним из перспективных способов запуска является использование узла поджига со вспомогательным стационарным тлеющим разрядом [2]. При подаче пускового импульса электроны из плазмы вспомогательного разряда проникают в основной промежуток разрядника и инициируют пробой.

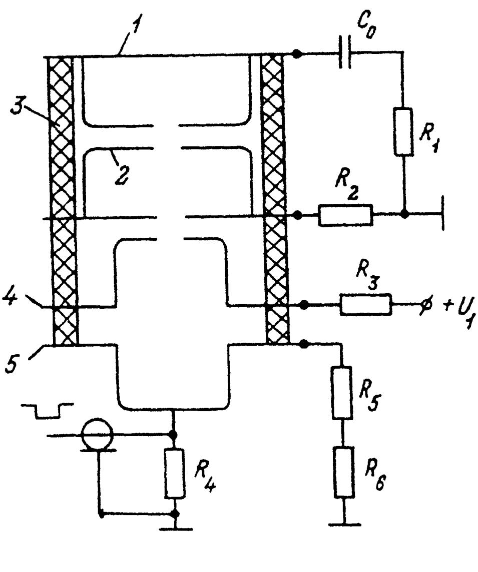

Рис. 1. Конструкция разрядника и схема регистрации.

Результаты исследований, направленных на выявление механизма работы разрядника с таким способом запуска и