01; 05; 09

ДВИЖЕНИЕ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ПРИСУТСТВИИ СВЧ ПОЛЯ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

И. Б. Вендик

На основе классической модели жесткого осциллятора решается задача движения волны зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике под действием постоянного смещения и амплитудно-модулированного СВЧ сигнала. Частота СВЧ сигнала ω сверху не ограничена, частота модуляции $\Omega \ll \omega$, условие синхронизма не выполняется. Откликом на совместное действие постоянного и СВЧ полей является составляющая тока, изменяющаяся по гармоническому закону с частотой Ω, амплитуда которой пропорциональна квадрату амплитуды СВЧ сигнала, коэффициенту модуляции, обратно пропорциональна ω^2 и нелинейно зависит от постоянного смещения. Количественные оценки для $NbSe_3$ показывают практическую возможность наблюдения отклика.

Введение

Квазиодномерные структуры в состоянии пайерлсовского диэлектрика характеризуются наличием волны зарядовой плотности (ВЗП), движение которой во внешнем электрическом поле обеспечивает токоперенос, описываемый нелинейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Имеется большое число исследований по совместному воздействию постоянного и высокочастотного полей на квазиодномерные проводники (см., например, обзоры [1, 2]). Существует два основных подхода для феноменологического описания движения ВЗП в постоянном и переменном полях: использование классической модели жесткого осциллятора [3] и модели туннелирования ВЗП через потенциальные барьеры, обусловленные ее пиннингом [4].

Решение задачи о движении ВЗП в постоянном и переменном полях с применением классической модели приводит к уравнению для фазы ВЗП, по форме совпадающему с уравнением для фазы джозефсоновского тока через туннельный сверхпроводниковый контакт [5, 6]. Одновременное воздействие постоянного и высокочастотного напряжений на образец квазиодномерного проводника вызывает появление ступенек напряжения на ВАХ при выполнении условия синхронизма [7] $p\omega_d = q\omega$, p и q — целые числа, ω — частота внешнего поля, ω_d — собственная частота генерации колебаний. Экспериментально ступеньки напряжения, аналогичные ступенькам Шапиро для тока в джозефсоновском контакте, наблюдались на кристаллах $NbSe_3$ в мегагерцевом диапазоне [5] и на СВЧ [8]. Воздействие СВЧ сигнала приводит также к изменению порогового напряжения, величина которого $V_{пор}$ зависит от амплитуды СВЧ напряжения V_1 на образце [8]. При этом возможно появление выпрямленного тока, величина которого в малосигнальном приближении ($V_1 \ll V_0$, $V_0 > V_{пор}$, V_0 — напряжение смещения) зависит от частоты переменного поля ω и пропорциональна ω^{-4} [6].

Представляет интерес исследование движения ВЗП в постоянном поле в присутствии двух переменных сигналов с частотами ω_1 и ω_2 и амплитудами V_1 и V_2, т. е. в режиме смесителя. Экспериментальное исследование смесителя гармоник ($\omega_2 = 2\omega_1$) с заданным фазовым сдвигом между ними проведено в мегагерцевом диапазоне [9] и на СВЧ [10]. Для объяснения результатов эксперимента использована туннельная модель [4], которая, по оценке авторов, дает удовлетворительное качественное и количественное совпадение расчета и эксперимента. В этой модели в результате воздействия двух переменных сигналов возникает приращение постоянного тока или появляется переменный ток разностной частоты $\Omega=\omega_2-2\omega_1$ ($\omega_2\approx 2\omega_1$), амплитуда которого пропорциональна $V_1V_2^2(\omega_1\omega_2^2)^{-1}$ [11].

Режим смесителей гармоник на основе классической модели рассмотрен в [12]. Для $V_0 \gg V_{\text{пор}}$ отклик в виде приращения постоянного тока ΔI описывается функцией вида $V_1V_2^2\,[(\omega\gamma^2-(V_0/V_{\text{пор}})^2]^{-1}\,[4\,(\omega\gamma)^2-(V_0/V_{\text{пор}})^2]^{-1}$, где $\omega=\omega_1$.

Экспериментальное исследование динамики ВЗП в режиме смесителя гармоник в СВЧ диапазоне связано с определенными трудностями. Достаточно простым с точки зрения экспериментального анализа отклика на СВЧ воздействие является режим амплитудной модуляции, когда частота модуляции Ω много меньше частоты СВЧ излучения ω. Откликом в данном случае является переменный ток с частотой Ω. Исследованию отклика ВЗП квазиодномерных кристаллов в присутствии ВЗП на амплитудно-модулированный СВЧ сигнал посвящена данная работа. Используется классическая модель [3], удовлетворительно описывающая дисперсионные свойства ВЗП в СВЧ диапазоне [13].

Постановка задачи

На основе классической модели решим задачу движения ВЗП в присутствии постоянного электрического поля E_0 и переменного вида

$$E_{\sim}=E(t)\sin(\omega t+\varphi_0), \tag{1}$$

где

$$E(t)=E_m(1+m\sin\Omega t), \tag{2}$$

E_m — амплитуда переменного поля с частотой ω, $m=E_{\text{мод}}/E_m$ — коэффициент модуляции, Ω — частота модуляции ($\Omega\ll\omega$).

На величину E_m не накладывается никаких ограничений. Частота переменного сигнала ω не ограничена сверху, условие синхронизма не выполняется.

Уравнение движения ВЗП в соответствии с [1]

$$\frac{1}{\omega_0^2}\frac{d^2\Theta}{dt^2}+\gamma\frac{d\Theta}{dt}+\sin\Theta=\frac{1}{E_{\text{пор}}}[E_0+E(t)\sin(\omega t+\varphi_0)], \tag{3}$$

где $\Theta=qx$, q — волновой вектор ВЗП, x — смещение ВЗП, $\gamma^{-1}=\omega_0^2\tau$, ω_0 — собственная частота колебаний ВЗП, τ — постоянная затухания, $E_{\text{пор}}=M\omega_0^2/qe$ — пороговое поле, M и e — масса и заряд ВЗП.

Определим плотность тока, обусловленного движением ВЗП, как

$$j(t)=\frac{en}{q}\frac{d\Theta}{dt}, \tag{4}$$

где Θ определяется из уравнения (3).

Решение

Будем искать решение (3) в виде

$$\Theta=\Theta_0(t)+\Theta_m\sin\omega t+\Theta_m'\sin(2\omega t+\psi). \tag{5}$$

При подстановке (5) в (3) легко увидеть, что для $\omega\geqslant\omega_0$ и для E_0 и E_m, превышающих $E_{\text{пор}}$ не более чем на порядок, все слагаемые, содержащие Θ_m', имеют второй порядок малости. Поэтому в (4) можно ограничиться двумя первыми слагаемыми. В этом случае подстановка (4) в (3) дает следующую систему уравнений:

$$\gamma\frac{d\Theta_0}{dt}+\sin\Theta_0 J_0(\Theta_m)=e_0,$$

$$\gamma\omega\Theta_m = e(t)\sin\varphi_0,$$
$$-(\omega/\omega_0)^2\Theta_m + 2\cos\Theta_0 J_1(\Theta_m) = e(t)\cos\varphi_0, \tag{6}$$

где $e_0 = E_0/E_{пор}$, $e(t) = E(t)/E_{пор}$, $J_0(\Theta_m)$ и $J_1(\Theta_m)$ — функции Бесселя.

Из двух последних уравнений системы (6) получим $\Theta_m \ll 1$. Используя асимптотические представления функции Бесселя и отбрасывая члены второго порядка малости, найдем из (6)

$$\Theta_m = e(t)/[(\omega\gamma)^2 + (\omega/\omega_0)^4]^{1/2},$$
$$\frac{d\Theta_0}{dt} = \frac{1+\alpha}{\gamma}(e_0' - \sin\Theta_0), \tag{7}$$

$$e_0' = e_0(1+\alpha),$$
$$\alpha = e^2(t)/4[(\omega\gamma)^2 + (\omega/\omega_0)^4]. \tag{8}$$

Решение уравнения (7) имеет вид [6]

$$\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2} = \frac{1}{e_0'}\left[1 + \sqrt{(e_0')^2 - 1}\ \operatorname{tg}\frac{\omega_d t + \Theta_d}{2}\right], \tag{9}$$

где

$$\omega_d = \gamma^{-1}(1+\alpha)\sqrt{(e_0')^2 - 1}. \tag{10}$$

Подставим (9) в (7), используя представление $\sin\Theta_0$ через тангенс половинного угла,

$$\frac{d\Theta_0}{dt} = \frac{1+\alpha}{\gamma}\left(e_0' - \frac{1 + e_0'\cos\omega_d t}{e_0' + \cos\omega_d t}\right). \tag{11}$$

Обратимся к выражению для плотности тока ВЗП (4) и выделим из него компоненту j_Ω, содержащую $\sin\Omega t$,

$$j_\Omega = \frac{en}{q}\left\langle\frac{d\Theta_0}{dt}\right\rangle. \tag{12}$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по периоду быстропеременной функции от $(\omega_d t)$ из (11) при выполнении неравенства $\omega_d \gg \Omega$. Усреднение производится для выделения медленной части j_Ω, как это делается в методе медленно меняющихся амплитуд применительно к колебательным системам типа контакта Джозефсона [14]. После усреднения и некоторых преобразований (12) с учетом обозначений, принятых в (3) и (8), получим

$$j_\Omega(t) = \sigma_b\frac{mE_m^2}{2E_{пор}}\frac{1}{\sqrt{e_0^2 - 1}}f(\omega)\sin\Omega t, \tag{13}$$

где

$$\sigma_b = e^2 n\tau/M,\quad f(\omega) = [(\omega\gamma)^2 + (\omega/\omega_0)^4]^{-1}. \tag{14}$$

Выражение (13) описывает отклик в виде огибающей амплитудно-модулированного сигнала, который может быть выделен в эксперименте с помощью узкополосного усилителя.

Обсуждение результатов

Как следует из (13), амплитуда тока $j_\Omega(t)$ зависит от частоты и амплитуды СВЧ сигнала, коэффициента модуляции и постоянного смещения e_0. Зависимость от e_0 описывается функцией $(e_0^2-1)^{-1/2}$, которая расходится при $e_0=1$ и вещественна при $e_0 > 1$, поэтому выражение (13) имеет смысл для напряжений смещения, превышающих пороговую величину. В реальном эксперименте следует ожидать значительного увеличения амплитуды тока j_Ω вблизи порогового значения напряжения смещения.

Другой особенностью отклика является его частотная зависимость в виде функции (14), которая в случае $\omega\gamma \ll \omega/\omega_0$ переходит в $f(\omega)=(\omega\gamma)^{-2}$. Зависимость амплитуды отклика от амплитуды напряжения СВЧ сигнала квадратична.

При включении образца по схеме генератора тока и при равенстве сопротивления внешней нагрузки внутреннему сопротивлению источника тока j_Ω напряжение на нем равно

$$V_\Omega = \frac{mV_m^2}{4V_{\text{пор}}} f(\omega) \frac{e_0}{e_0^2 - 1}. \tag{15}$$

Для количественной оценки величины ожидаемого отклика с частотой Ω воспользуемся параметрами $NbSe_3$ из [13]: при $T=45$ К $(2\pi\gamma)^{-1}=10^8$ Гц, $\omega_0/2\pi=2.6\cdot10^9$ Гц. На частоте $\omega/2\pi=2.6\cdot10^9$ Гц $\omega\gamma=26$.

Принимая $V_m=V_{\text{пор}}$ и $e_0=1.08$, получим

$$V_\Omega \approx 10^{-2}(mV_m).$$

Таким образом, в режиме большого амплитудно-модулированного сигнала СВЧ возможно наблюдение огибающей за счет проявления нелинейных свойств системы, определяемой движением ВЗП. При этом более слабая частотная зависимость, чем в режиме смесителя гармоник, позволяет надеяться на бо́льшую величину отклика в СВЧ диапазоне, чем это наблюдалось в предшествующих экспериментах. Следует заметить, что в условиях синхронизма $(p\omega_d=q\omega)$ отклик может значительно отличаться от величины, определяемой (15), за счет СВЧ накачки и захвата частоты внутренних колебаний частотой внешнего поля.

Литература

[1] *Grüner G., Zettal A.* // Phys. Rep. 1985. Vol. 119. N 3. P. 117—232.
[2] *Вендик И. Б.* // Изв. вузов. Физика. 1986. № 2. С. 5—20.
[3] *Grüner G., Zawadowski A., Chaikin P. M.* // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. N 7. P. 511—515.
[4] *Bardeen J.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 22. P. 1498—1500.
[5] *Zettal A., Grüner G.* Sol. St. Commun. 1983. Vol. 46. N 7. P. 501—504.
[6] *Вендик И. Б.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 784—788.
[7] *Monceau P., Richard J., Renard M.* // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. N 1. P. 43—46.
[8] *Латышев А. Ю., Минакова В. Е., Ржанов Ю. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Вып. 1. С. 31—35.
[9] *Miller J. H., Richard Jr. J., Tucker J. R., Bardeen J.* // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. N 13. P. 1592—1595.
[10] *Seeger K., Mayr W., Philipp A.* // Sol. St. Commun. 1982. Vol. 43. N 2. P. 113—116.
[11] *Miller J. H., Thorne R. E., Lyons W. G., Tucker J. R.* // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 8. P. 5229—5243.
[12] *Wonneberger W.* // Z. Phys. B. 1983. Vol. 53. N 3. P. 167—173.
[13] *Sridhar S., Reagor D., Grüner G.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. N 11. P. 1196—1199.
[14] *Лихарев К. К., Кузьмин Л. С.* // РиЭ. 1977. Т. 22. № 8. С. 1689—1698.

Ленинградский электротехнический
институт им. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.