ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ (ОДП), СВЯЗАННАЯ С АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

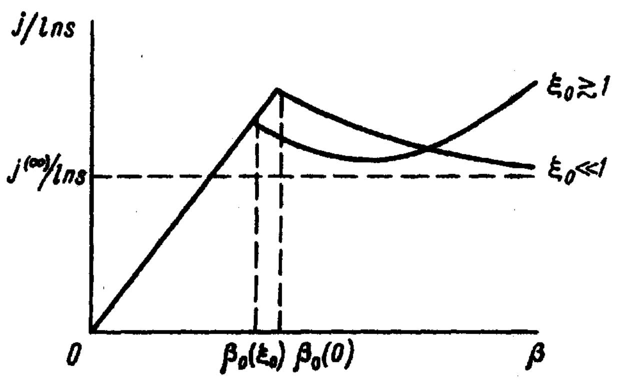
П.Е.Зильберман, Э.М.Эпштейн

В некоторых полупроводниках в условиях звуковой неустойчивости наблюдалось образование и распространение сгустков звукового потока [1–3]. Это явление внешне сходно с электрической доменизацией [4]. Однако до сих пор не ясна природа ОДП, ответственной за образование звуковых доменов. В настоящей заметке мы покажем, что N-образная вольтамперная характеристика может быть свойственна тому стационарному и однородному состоянию, которое должно было бы установиться при усилении звука. При этом указанное состояние может оказаться неустойчивым относительно доменизации и тогда фактически не устанавливается.

Рассмотрим звуковой поток $W(x, t)$ с $q\ell \gg 1$ (q – волновое число звука, ℓ – длина пробега электронов). Пусть он распространяется в направлении сверхзвукового дрейфа электронов (ось x). Это может быть либо внешний поток, либо поток, выросший из собственных флуктуаций. В последнем случае величина q по порядку соответствует максимуму коэффициента усиления. Уравнение непрерывности для $W(x, t)$ будет:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + s\frac{\partial W}{\partial x} = -s(\alpha + \alpha_L)W, \tag{1}$$

где s – скорость звука, а α и α_L – электронный и решеточный коэффициенты поглощения. Путем, аналогичным изложенному в [5], нетрудно выразить антисимметричную часть электронной функции распределения через поток W (симметричная часть считается равновесной). С помощью найденной функции распределения вычисляется α и плотность



электронного тока j [5]. В дальнейшем мы ограничимся случаем, когда преобладает рассеяние электронов на ионизированной примеси. Тогда

$$\alpha(w, \beta, \xi_0) = \alpha_0(\xi_0)\{\Gamma(4) - \beta e^{\xi_0}\Gamma(\tfrac{5}{2})\Gamma(\tfrac{5}{2}, \xi_0)]/\Gamma(4)(w+1)\}, \tag{2}$$

$$\frac{j}{ens} = \beta + \frac{w}{(w+1)}[\Gamma(\tfrac{5}{2}, \xi_0)/\Gamma(\tfrac{5}{2}) - \Gamma(4, \xi_0)\beta/\Gamma(4)]. \tag{3}$$

Здесь $w = W/W_0$, где W_0 – характерный поток ($W_0 \gtrsim 1$ $вт/см^2$), $\beta = \mu E/s - (D/sn)(\partial n/\partial x)$, где E – напряженность электрического поля, μ и D – подвижность и коэффициент диффузии в слабом поле ($\mu/D = e/kT$), n – концентрация электронов, $\xi_0 = \hbar^2 q^2/8mkT$, $\Gamma(\nu)$ и $\Gamma(\nu, \xi_0)$ – полная и неполная Γ-функции. Первое слагаемое в (3) соответствует омическому току, второе – акустоэлектрическому.

Полная система уравнений, кроме (1) – (3), включает еще уравнение Пуассона и уравнение непрерывности для электронов. Интересуясь однородным и стационарным состоянием, положим производные по x и t равными нулю. Тогда уравнение (1) имеет тривиальное решение $w_1 = 0$.

Из (3) ясно, что в этом состоянии ($w = w_1 = 0$) вольтамперная характеристика омична. Подставляя (2) в (1), убеждаемся, что выше порогового поля, т.е. при

$$\beta > \beta_0(\xi_0) = e^{-\xi_0}\Gamma(4)\Gamma^{-1}(\frac{5}{2})\Gamma^{-1}(\frac{5}{2}, \xi_0)[1 + \frac{a_L(\xi_0)}{a_0(\xi_0)}], \quad (4)$$

существует еще одно стационарное состояние

$$w_2 = a_0(\xi_0)[\beta e^{\xi_0}\Gamma(\frac{5}{2})\Gamma(\frac{5}{2}, \xi_0) - \Gamma(4)]/a_L(\xi_0)\,\Gamma(4) - 1. \quad (5)$$

Из (3) находим, что в этом состоянии ($w = w_2$)

$$\frac{j}{ens} = \Gamma(\frac{5}{2}, \xi_0)/\Gamma(\frac{5}{2}) + [\Gamma(4) - \Gamma(4,\xi_0)]\,\beta/\Gamma(4) - a_L[\Gamma(4)\Gamma(\frac{5}{2},\xi_0) - \beta\Gamma(\frac{5}{2})\Gamma(4,\xi_0)]/a_0\Gamma(\frac{5}{2})[\beta e^{\xi_0}\Gamma(\frac{5}{2})\Gamma(\frac{5}{2},\xi_0) - \Gamma(4)]. \quad (6)$$

Ниже порога ($\beta < \beta_0(\xi_0)$) зависимость $j(\beta)$ омична. В интервале полей

$$\beta_0(\xi_0) < \beta < e^{-\xi_0}\Gamma(4)\Gamma^{-1}(\frac{5}{2})\Gamma^{-1}(\frac{5}{2}, \xi_0)\{1 + \sqrt{a_L(\xi_0)[\Gamma(4,\xi_0) - e^{\xi_0}\Gamma^2(\frac{5}{2}, \xi_0)]/a_0(\xi_0)[\Gamma(4) - \Gamma(4,\xi_0)]}\} \quad (7)$$

дифференциальная проводимость отрицательна ($d_j / d_\beta < 0$) и вольтамперная характеристика имеет вид, показанный на рисунке. При $\xi_0 \to 0$ с ростом β происходит насыщение тока: при $\beta \to \infty$

$$j(\beta) \to j(\infty) = ens\,[1 + \frac{a_L}{a_0}\Gamma(4)\,\Gamma^{-2}(\frac{5}{2})]\ \text{(см.(6))}.$$

С другой стороны, пороговый ток оказывается больше тока насыщения: $j(\beta_0) > j(\infty)$. Этим и объясняется появление на вольтамперной характеристике при $\beta > \beta_0$ спадающего участка. При конечных ξ_0 для больших β ток возрастает. Это обусловлено тем, что электроны с $\epsilon < T\xi_0$ в силу законов сохранения не взаимодействуют с фононами и на них действует лишь электрическое поле.

Заметим, что вольтамперная характеристика вида, показанного на рисунке, экспериментально обнаружена в низкоомных кристаллах CdS [6]. Авторы этой и последующих работ [7,8] приходят к выводу, что их опытные данные согласуются с теорией, построенной для $q\ell >> 1$, и не согласуются с теорией для $q\ell << 1$. Это дает основания предполагать, что рассмотренный в настоящей заметке механизм ОДП (действующий при $q\ell >> 1$) окажется полезным для интерпретации указанных экспериментов. В частности, наблюдение колебаний тока и доменизации [7,9, 10] можно объяснить неустойчивостью стационарного состояния (5). Расчет показывает, что такая неустойчивость действительно должна возникнуть при достаточно большой ОДП.

Авторы благодарны В.Л.Бонч-Бруевичу и С.Г.Калашникову за обсуждение работы.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 февраля 1967 г.

Литература

[1] P.O.Sliva, R.Bray. Phys. Rev. Lett., 14, 372, 1965.
[2] W.H.Haydl, C.F.Quate. Phys. Lett., 20, 463, 1966.
[3] A.Many, I.Balberg. Phys. Lett., 21, 486, 1966.
[4] B.K.Ridley. Proc. Phys. Soc., 82, 954, 1963.
[5] Э.М.Эпштейн. ФТТ, 8, 552, 1966.
[6] A.Ishida, C.Hamaguchi, Y.Inuishi. J.Phys. Soc. Japan, 20, 1946, 1965.
[7] A.Ishida, Y.Inuishi. Appl. Phys. Lett., 8, 235, 1966.
[8] A.Ishida, Y.Inuishi, C.Hamaguchi. J.Phys. Soc. Japan, 21, 192, 2078, 1966.
[9] W.H.Haydl, C.F.Quate. Appl. Phys. Lett., 7, 45, 1965.
[10] A.Ishida, Y.Inuishi, C.Hamaguchi. J.Phys. Soc. Japan, 21, 186, 1966.