01;03;05;09

Взаимодействие контактных электрогидродинамических волн в полупроводниках с токами

© Р.А. Браже, Т.А. Новикова

Ульяновский государственный технический университет,
432027 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 23 июля 1997 г. В окончательной редакции 24 марта 1998 г.)

Показано, что на границе раздела двух одинаковых полупроводников с различной концентрацией свободных носителей заряда возможно существование контактных электрогидродинамических волн, подобных волнам на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей. При наличии тока в одном из слоев возникают неустойчивости таких волн, в частности аналог гидродинамической неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Обсуждается возможность практического использования контактных волн при их взаимодействии с токами.

Введение

Рассмотрим структуру, состоящую из двух полупроводниковых слоев с различной концентрацией свободных носителей заряда. Такой образец можно получить, например, с помощью автоэпитаксиального наращивания верхнего высокоомного слоя на полупроводниковую подложку [1]. В работе [2] было показано, что в рассматриваемой структуре могут распространяться контактные электрогидродинамические волны свободных носителей заряда, подобные волнам на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей [3].

Совокупность свободных носителей заряда в полупроводнике можно рассматривать как заряженную слабосжимаемую квазижидкость, если 1) полупроводник монополярный, невырожденный; 2) свободные носители заряда возбуждаются термически и характеризуются постоянной изотропной эффективной массой m^*; 3) их движение в поперечном электрическом поле является бесстолкновительным (баллистический режим [4]), что реализуется, когда толщины высокоомного d_1 и низкоомного слоев d_2 меньше так называемой длины баллистичности L_b

$$d_{1,2} < L_b, \qquad L_b = \tau_s \left(\frac{2\hbar\omega_0}{m^*}\right)^{1/2}, \tag{1}$$

где $\tau_s = 10^{-12}$–10^{-13} s — время спонтанного испускания оптических фононов, ω_0 — их предельная частота; 4) толщины перехода $d_{1,2}$ превышают дебаевский радиус экранирования

$$d_{1,2} > r_D, \qquad r_D = \left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon k_B T}{n_{1,2}e^2}\right)^{1/2}; \tag{2}$$

5) распределение свободных носителей заряда по скоростям несущественно. Имеется в виду, что они располагаются вблизи дна зоны проводимости (электроны) или потолка валентной зоны (дырки) и их скорости $v = (2E/m^*)^{1/2} \approx \text{const}$. Поэтому в том случае, когда в одном из слоев полупроводника протекает ток основных носителей, поведение заряженных частиц в контактной области можно описывать как относительное движение двух жидкостей различной плотности. В данной работе обсуждаются возможности появления в такой структуре гидродинамических неустойчивостей при взаимодействии контактных электрогидродинамических волн с током свободных зарядов.

Теоретическая модель

На рис. 1 представлена структура, состоящая из двух полупроводниковых слоев с различной концентрацией электронов. Контактная разность потенциалов в n–n^+-переходе равна [5]

$$U_c = \frac{k_B T}{e}\ln\frac{n_2}{n_1}, \tag{3}$$

где n_1, n_2 — концентрация электронов в высокоомном и низкоомном слоях ($n_2 > n_1$).

В области перехода с помощью внешнего источника возбуждаются электрогидродинамические волны свобод-

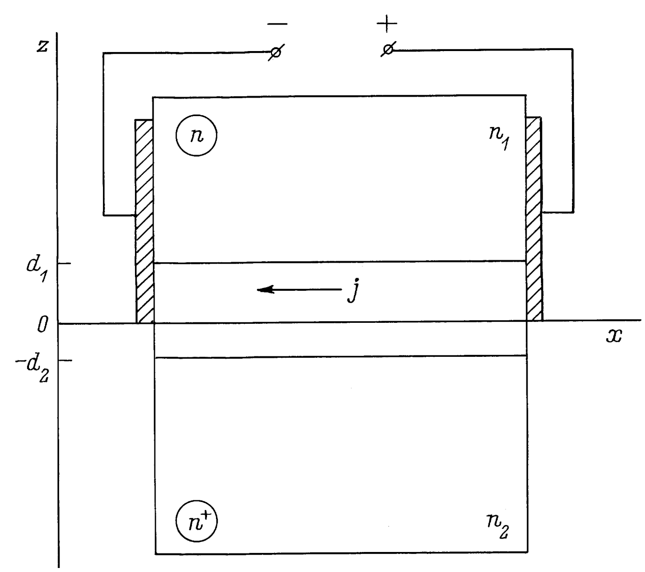

Рис. 1. Исследуемая полупроводниковая модель

ных зарядов, частота ω которых лежит в диапазоне [2]

$$\omega_c \leqslant \omega \leqslant \omega_d; \tag{4}$$

$$\omega_c = \frac{en_{1,2}\mu}{\varepsilon_0\varepsilon}, \quad \omega_d = \frac{c_0^2}{D}. \tag{5}$$

Здесь ω_c — частота максвелловской релаксации, ω_d — диффузионная частота электронов, c_0 — скорость распространения волны возмущения, $D = \mu k_B T/e$ — коэффициент диффузии, μ — подвижность электронов в полупроводнике.

В качестве примера электронного полупроводника рассмотрим сульфид кадмия (CdS), находящийся при температуре $T = 300\,\mathrm{K}$. Верхний слой данного образца, выращенный эпитаксиально, обладает бóльшим, чем нижний слой, удельным сопротивлением $\varrho_1 = 5.0 \cdot 10^{-2}\,\Omega \cdot \mathrm{m}$ и $\varrho_2 = 1.0 \cdot 10^{-2}\,\Omega \cdot \mathrm{m}$. Контактная разность потенциалов на границе двух слоев (3) приблизительно равна $U_c \simeq 0.04\,\mathrm{V}$. Общая толщина $n{-}n^+$-перехода при данных условиях составляет $d \simeq (2\varepsilon_0\varepsilon\mu\varrho_1 U_c)^{1/2} = 0.11\,\mu\mathrm{m}$ (в CdS $\mu = 0.035\,\mathrm{m}^2/(\mathrm{V}\cdot\mathrm{s})$), причем толщины переходов в верхнем и нижнем слоях оказываются равными $d_1 = \varrho_1 d/(\varrho_1 + \varrho_2) = 0.09\,\mu\mathrm{m}$ и $d_2 = \varrho_2 d/(\varrho_1 + \varrho_2) = 0.02\,\mu\mathrm{m}$ соответственно. Согласно (1), (2), длина баллистичности в CdS составляет $L_b = 0.12\,\mu\mathrm{m}$, дебаевский радиус экранирования заряда в верхнем переходном слое приблизительно равен $r_{D1} \simeq 0.06\,\mu\mathrm{m}$, а в нижнем $r_{D2} \simeq 0.027\,\mu\mathrm{m}$.

Как показывают приведенные оценки, условие квазигидродинамичности для рассматриваемой структуры выполнено, так как толщина переходов в слоях оказывается меньше длины баллистичности и больше дебаевского радиуса (либо приблизительно равна ему).

Далее всюду предполагаем, что в верхнем слое полупроводника течет продольный ток свободных электронов с плотностью $j = en_1u_d$ (u_d — средняя скорость дрейфа электронов). С помощью уравнений гидродинамики определим, как влияет этот ток на распространение контактных электрогидродинамических волн, и выясним типы появляющихся неустойчивостей.

Дисперсионное уравнение

Исходя из принятой выше модели рассмотрим поведение двух идеальных несжимаемых электронных квазижидкостей в переходной области полупроводника, из которых нижняя (с большей концентрацией свободных зарядов) неподвижна и занимает область $z < 0$, а верхняя жидкость движется со скоростью u_d (рис. 1).

В гидродинамическом приближении система уравнений, описывающих данную среду [3], включает уравнения движения частиц электронной квазижидкости плотности $n_{1,2}m^*$ в каждом из слоев

$$\frac{\partial u_{1,2}}{\partial t} + u_{1,2}\frac{\partial u_{1,2}}{\partial x} + u_{1,2}\frac{\partial u_{1,2}}{\partial z} + U_{1,2}\frac{\partial u_{1,2}}{\partial x} = -\frac{1}{n_{1,2}m^*}\frac{\partial p_{1,2}}{\partial x}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial v_{1,2}}{\partial t} + u_{1,2}\frac{\partial v_{1,2}}{\partial x} + v_{1,2}\frac{\partial v_{1,2}}{\partial z} + U_{1,2}\frac{\partial v_{1,2}}{\partial x} = -\frac{1}{n_{1,2}m^*}\frac{\partial p_{1,2}}{\partial z} - \frac{eE_{1,2}}{m^*}, \tag{7}$$

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial u_{1,2}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1,2}}{\partial z} = 0, \tag{8}$$

условие для давлений на границе раздела

$$p_1 = p_2, \tag{9}$$

граничные условия для скоростей

$$v_1|_{z=d_1} = 0, \quad v_2|_{z=-d_2} = 0 \tag{10}$$

и эволюционное соотношение для смещения $\eta(x,t)$ границы раздела $(z = 0)$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U_{1,2}\frac{\partial \eta}{\partial x} = v_{1,2} - u_{1,2}\frac{\partial \eta}{\partial x}. \tag{11}$$

В записанных уравнениях используются следующие обозначения: $u_{1,2}$, $v_{1,2}$ — горизонтальные и вертикальные составляющие скоростей частиц в n- (индекс 1) и n^+-слое (индекс 2); $U_{1,2}$ — скорости относительного движения электронных квазижидкостей, причем $U_2 \equiv 0$, а величина U_1 равна скорости дрейфа электронов $(U_1 = u_d = j/(en_1))$; $E_{1,2}$ — напряженности контактного электрического поля в переходных слоях полупроводника.

Возмущение границы раздела $n{-}n^+$-перехода распространяется в виде плоских бегущих волн. Получим дисперсионное уравнение для таких волн в линейном приближении. Решение уравнения (11) совместно с (6)–(10) будем искать в виде

$$\eta = \eta_0 \exp[i(kx - \omega t)], \tag{12}$$

$$u_{1,2} = A_{1,2}\mathrm{ch}[k(z \mp d_{1,2})]\exp[i(kx - \omega t)], \tag{13}$$

$$v_{1,2} = -iA_{1,2}\mathrm{sh}[k(z \mp d_{1,2})]\exp[i(kx - \omega t)], \tag{14}$$

$$p_{1,2} = \frac{n_{1,2}m^*(\omega - kU_{1,2})}{k}u_{1,2} - n_{1,2}m^*\frac{eE_{1,2}}{m^*}z, \tag{15}$$

где k — волновое число.

Подставляя выражения (12)–(15) в (11), с учетом граничного условия (9) получаем дисперсионное уравнение для малых колебаний границы раздела электронных квазижидкостей

$$(\omega - u_d k)^2 n_1 \mathrm{th}kd_2 + \omega^2 n_2 \mathrm{th}kd_1 = (n_2 - n_1)k\omega\,\mathrm{th}kd_1\mathrm{th}kd_2. \tag{16}$$

Здесь $\omega = eE_{\max}/m^*$ — эффективное ускорение электронов в контактном электрическом поле, максимальное значение напряженности которого определяется выражением $E_{\max} = (E_{1,2})_{\max} = en_1d_1/(\varepsilon\varepsilon_0)$. Запишем решение дисперсионного уравнения

$$\omega_{1,2} = k\frac{u_dn_1\mathrm{th}kd_2 \pm (\mathrm{th}kd_1\mathrm{th}kd_2 \times \times [(n_2-n_1)\omega N_{1,2}/k - n_1n_2u_d^2])^{1/2}}{N_{1,2}}, \quad (17)$$

где $N_{1,2} = n_1\mathrm{th}kd_2 + n_2\mathrm{th}kd_1$.

Анализ неустойчивостей

В длинноволновом приближении дисперсионное уравнение (16) принимает вид

$$a(\omega - u_dk)^2 + b\omega^2 - b(1-a)\omega k^2d_2 = 0, \quad (18)$$

где $a = n_1/n_2$, $b = d_1/d_2$.

Также видоизменяется и его решение (17)

$$\omega_{1,2} = k\frac{u_d \pm ([(1-a)(1+b/a)\omega d_2 - u_d^2]b/a)^{1/2}}{1+b/a}. \quad (19)$$

Дисперсионная кривая $\omega(k)$ приведена на рис. 2. Верхняя ветвь дисперсионной кривой соответствует волне положительной энергии (знак "+" в (19)), а нижняя ветвь — волне отрицательной энергии (знак "–" в (19)), область которой расположена между критическими точками $\omega = 0$ и $v_{gr} = \infty$ (v_{gr} — групповая скорость) [6]. Связь волн отрицательной и положительной энергии приводит к появлению неустойчивости за точкой бифуркации $v_{gr} = \infty$. В этой области частота волны становится комплексной. В гидродинамике подобная неустойчивость внутренних волн при сдвиговом течении жидкости известна как неустойчивость Кельвина–Гельмгольца [7].

На рис. 2 показана область, в которой возможно существование устойчивых электрогидродинамических волн отрицательной энергии. Она соответствует интервалу волновых чисел, удовлетворяющему неравенству

$$k_c < k < k^*. \quad (20)$$

Здесь k_c соответствует условию $\omega = 0$, а k^* — точке, где $v_{gr} = \infty$. В этой точке к области устойчивых волн прилегает область неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Контактные волны любого типа (как положительной, так и отрицательной энергии) будут неустойчивыми, если их волновое число $k > k^*$ или если скорость дрейфа электронов превышает значение u_d^*

$$u_d^* = [\omega d_2(1-a)(1+b/a)]^{1/2}. \quad (21)$$

Другими словами, электрогидродинамические волны неустойчивы в случае, когда плотность тока удовлетворяет неравенству

$$j > en_1u_d^*. \quad (22)$$

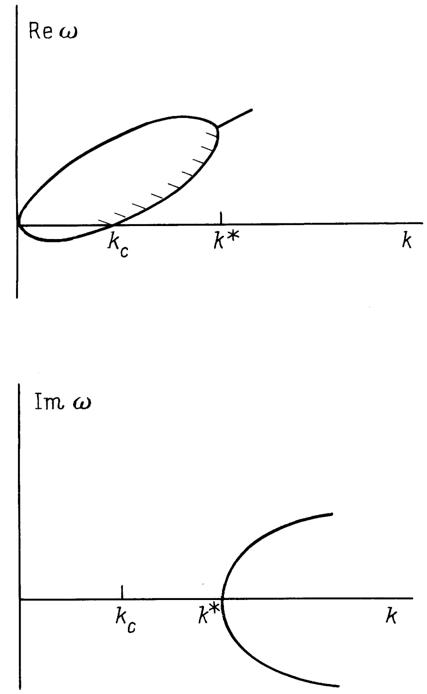

Рис. 2. Дисперсионная характеристика контактных электрогидродинамических волн в $n-n^+$-переходе.

Условие для волновых чисел волн отрицательной энергии (20) соответствует следующему диапазону скоростей дрейфа электронов:

$$u_d^c < u_d < u_d^*. \quad (23)$$

В данном случае величина u_d^c определяется выражением

$$u_d^c = u_d^*(1+b/a)^{-1/2}. \quad (24)$$

Приведем численные оценки для двухслойного образца CdS, параметры которого указаны выше. Скорости дрейфа электронов, соответствующие условию возбуждения в полупроводнике контактных электрогидродинамических волн отрицательной энергии, лежат в интервале значений $9.5 \cdot 10^4 < u_d < 4.5 \cdot 10^5$ m/s. Это отвечает диапазону напряженности внешнего продольного электрического поля от $E^c \simeq 2.7 \cdot 10^6$ V/m до $E^* \simeq 1.3 \cdot 10^7$ V/m, т.е. ниже пробойного значения. Согласно (22), при $E > E^*$ (или $u_d > 4.5 \cdot 10^5$ m/s) контактные волны испытывают неустойчивость Кельвина–Гельмгольца.

Заключение

Отметим, что диапазон частот контактных электрогидродинамических волн, определяемый условием (4), для CdS лежит в интервале от $f_{\min} = 1.9 \cdot 10^{11}$ Hz до $f_{\max} = 1.5 \cdot 10^{12}$ Hz. Фазовая скорость линейных контактных волн

$$c_0 = \left(\frac{1-a}{a+b} b\omega d_2 \right)^{1/2} \quad (25)$$

составляет $9.3 \cdot 10^4$ m/s, что соответствует длине волны $\lambda = 0.093\,\mu$m с частотой $f = 10^{12}$ Hz.

Таким образом, подбирая параметры двухслойного полупроводникового образца, можно возбудить в переходной области контактные электрогидродинамические волны СВЧ диапазона. Изменяя ток носителей заряда в одном из слоев, можно варьировать условия распространения этих волн. В определенном интервале скоростей дрейфа электронов возбуждаются контактные волны положительной и отрицательной энергии, неустойчивость которых проявляется при $u_d > u_d^*$ (см. (22)).

Нарастание неустойчивостей в толщине $n{-}n^+$-перехода интересно с точки зрения возможности получения режима усиления контактных электрогидродинамических волн при их взаимодействии с током основных носителей заряда высокоомного слоя полупроводника.

Усилители (и генераторы) сигналов, основанные на изложенных принципах, могут оказаться перспективными для работы в терагерцевом диапазоне частот, который в настоящее время освоен слабо. Разработки классических электронных СВЧ приборов (клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны и др.) встречают затруднения, связанные с малыми геометрическими размерами. Акустоэлектронные приборы уже не работают в этой области из-за слишком большого затухания акустических волн. Из оптоэлектронных приборов пока лишь лазеры на свободных электронах позволяют генерировать и усиливать сигналы таких частот, но они требуют громоздкой, дорогостоящей и небезопасной ускорительной техники. Таким образом, полупроводниковые структуры с контактными электрогидродинамическими волнами свободных носителей заряда могут положить начало развитию терагерцевой электроники.

Список литературы

[1] Технология СБИС. Пер. с англ. / Под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986. Кн. 1. 404 с.

[2] *Браже Р.А., Садулин В.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 9. С. 1164–1171.

[3] *Островский Л.А., Степанянц Ю.А.* // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1982. № 4. С. 63–70.

[4] *Ермолаев Ю.А., Санин А.Л.* Электронная синергетика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. 248 с.

[5] *Орешкин П.Т.* Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.

[6] *Островский Л.А., Рыбак С.А., Цимринг Л.Ш.* // УФН. 1986. Т. 150. № 3. С. 417–437.

[7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.