

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Гуревич Ю. Г., Зозуля В. Л., Юрченко В. Б.

Изучены новые возможности формирования нелинейных вольтамперных характеристик и получения отрицательного дифференциального сопротивления, связанные с охлаждением электронов при протекании тока навстречу встроенному полю в неоднородно легированных полупроводниках.

В работе [1] описано слабое охлаждение электронов при протекании тока в неоднородно легированных полупроводниках. Охлаждение возникает, если внешнее электрическое поле $E_{\text{вн}}$ направлено навстречу встроенному полю $E_{\text{встр}}$, причем $|E_{\text{вн}}| < |E_{\text{встр}}|$.

Так как проводимость зависит от температуры носителей тока, то при сильном охлаждении электронов вольтамперная характеристика (ВАХ) образца становится нелинейной. Данная работа и посвящена исследованию особенностей таких нелинейных ВАХ.

Рассмотрим невырожденный электронный полупроводник в форме параллелепипеда, размеры которого вдоль осей y и z много больше длины остывания электронов l_e [2]. Пусть концентрация электронов изменяется вдоль оси x и вдоль этой же оси протекает ток. Уравнение теплового баланса в электронной подсистеме имеет вид [1]

$$dQ/dx = jE - N\nu_s(T_e)(T_e - T), \quad (1)$$

где $j = \sigma E^*$ и $Q = -x dT_e/dx + q^* j T_e/e$ — плотности тока и теплового потока электронов вдоль оси x , $0 \leq x \leq d$, d — длина образца (задача одномерная), $\sigma = \sigma_0 (N/N_0) (T_e/T)^q$ и $x = x_0 (N/N_0) (T_e/T)^{q+1}$ — электропроводность и теплопроводность носителей, $q^* = q + 5/2$, $E^* = E - \frac{T_e}{e} \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} - (q+1) \frac{1}{e} \frac{dT_e}{dx}$, E — электрическое поле, N и T_e — концентрация и температура электронов [$N = N(x)$ — заданная функция координаты, $N_0 = N(0)$], $T = \text{const}$ — температура фононов, $\nu_s(T_e) = \nu_{s0} (T_e/T)^{r-1}$ — частота релаксации энергии электронов (значения r и q приведены в [3]).

Уравнение (1) в общем случае не поддается аналитическому решению. Поэтому рассмотрим ситуацию, когда можно пренебречь производной dQ/dx . Последнее возможно в длинных образцах ($d \gg l_e$) вне пограничных слоев.¹ Плавная зависимость $T_e(x)$ достигается тогда за счет соответствующего хода $N(x)$. В неоднородных образцах, обеспечивающих сильное охлаждение, реализовать это сложно. Вместе с тем при любом заданном токе j охлаждение можно сделать даже однородным, если взять $N(x) = N_0 [j l_e e / T^* \sigma_0 \text{tg}(x_0/l^*)] \times \text{tg}((x_0 - x)/l_e)$, где $T^* = T [q^*(1 - \Theta) \Theta^{r+q-1}]^{1/2}$, $l^* = l_e [q^*(1 - \Theta) \Theta^{r+q-3}]^{-1/2}$, $\Theta = T_e/T$, x_0 — параметр, выбираемый в пределах $d < x_0 < \pi l^*/2$. В длинных образцах такое однородное сильное охлаждение невозможно, однако если

¹ На контактах из-за высокой их теплопроводности и равновесия электронов в металле $T_e = T$, поэтому, в частности, в данной задаче не проявляются контактные тепловые эффекты.

образец не очень длинный, а зависимость $N(x)$ не слишком резкая, то и в случае сильного охлаждения ход $T_e(x)$ будет сравнительно плавным. Кроме того, плавный ход $T_e(x)$ можно обеспечить за счет подходящих координатных зависимостей подвижности носителей $\mu(x)$ и частоты $\nu_{30}(x)$. Так, при $\mu(x) = \mu_0(1 + (x/\delta))^2$, $N(x) = N_0(1 + (x/\delta))^{-1}$, где $\delta = j_0 T_e^{-1} [j^2 \Theta^{-(q+1)} + q^* (j_0 T/e (l_e^{-1}))^2 \times (1 - \Theta) \Theta^{r-2}]^{-1}$, охлаждение однородно и в длинном образце, причем оно может быть довольно сильным.

Учитывая сказанное, перепишем уравнение (1) в виде

$$E_0^2 \Theta^2 - (\bar{E}^* + E_0 \Theta)^2 = q^* (T/e)^2 l_e^{-2} \Theta^{r-q-1} (1 - \Theta), \quad (2)$$

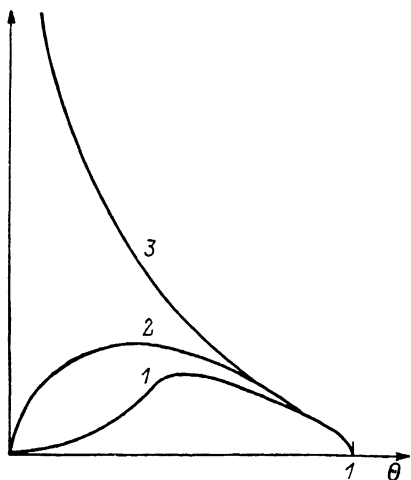


Рис. 1. Зависимость W_2 (ось ординат) от Θ . 1 - $r - q - 1 > 2$, 2 - $0 < r - q - 1 < 2$, 3 - $r - q - 1 < 0$.

где $2E_0 = \frac{T}{e} \langle \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \rangle$ и $\bar{E}^* = \langle E^* \rangle$ — характерные значения равновесного встроенного поля и поля E^* , $l_e^{-2} = N_0 \nu_{30} / \chi_0$. Уравнение (2) позволяет провести качественное исследование нелинейных ВАХ при сильном охлаждении элек-

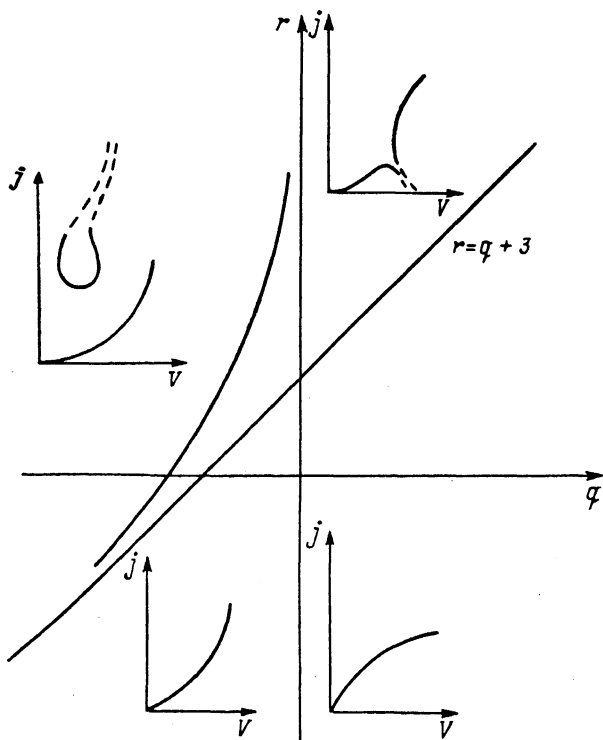


Рис. 2. ВАХ при $2E_0 < E_{кр}$.

тронов. Последнее удобно сделать графически. В области, отвечающей охлаждению ($-2E_0\Theta < E^* < 0$, если $E_0 > 0$, или $0 < E^* < -2E_0\Theta$, если $E_0 < 0$; $0 < \Theta < 1$), обозначим левую и правую части уравнения (2) через W_1^2 и W_2^2 соответственно и построим графики $W_1(\Theta, \bar{E}^*)$ и $W_2(\Theta, \bar{E}^*)$. Первый график представляет собой коническую поверхность с вершиной в начале координат,

а второй — цилиндрическую поверхность с направляющей $W_2(\Theta)$, имеющей в зависимости от значений r и q вид одной из кривых, показанных на рис. 1. Проекция пересечения этих графиков на плоскость (Θ, \bar{E}^*) дает зависимость температуры электронов T_e от поля \bar{E}^* , по которой затем строится ВАХ. При этом учитывается, что в неоднородном образце при $T_e \neq T$ возникает термоэдс и поле E^* является суммой поля этой ЭДС и внешнего поля.² Поэтому внешнее напряжение V , при котором происходит сильное охлаждение, по модулю оказывается больше соответствующего значения $V^* = |\bar{E}^*| d$ на величину термоэдс $V_T \simeq |2E_0| d \min[\Theta(x)]$.

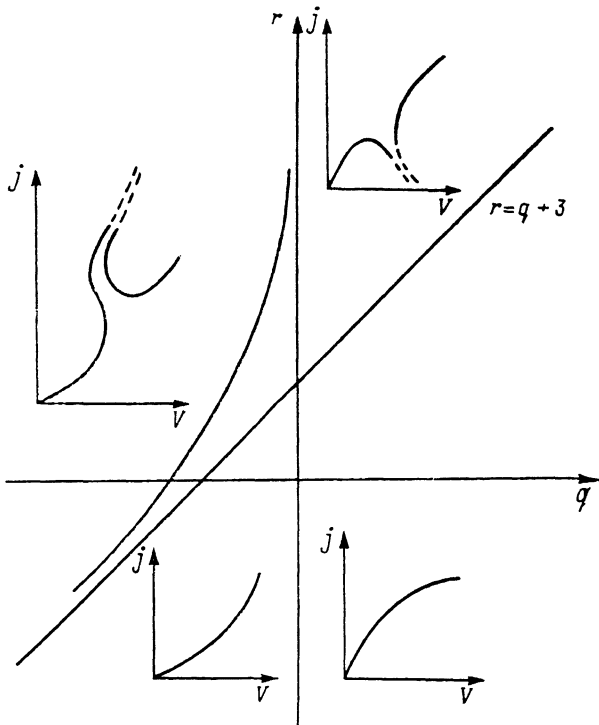


Рис. 3. ВАХ при $2E_0 > E_{кр}$.

Нелинейные ВАХ, полученные нами при разных встроенных полях и разных r и q , показаны на рис. 2, 3, из которых видно, что при $r - q > 3$ ВАХ имеют участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Последние существуют как при больших встроенных полях ($2E_0 > E_{кр}$, где $E_{кр} = \frac{1}{l_e} \frac{T}{e} \left| \frac{r - q - 1}{r - q} \right|$), так и при малых ($2E_0 < E_{кр}$), но вид многозначных ВАХ при этом различен. Полученные многозначные ВАХ как по внешнему виду, так и по условиям существования принципиально отличаются от ВАХ с ОДС при разогреве электронов в однородных образцах [5]. В частности, ОДС при охлаждении появляются при таких механизмах рассеяния электронов, которые в случае разогрева приводят к монотонным ВАХ. Кроме того, ВАХ с ОДС при охлаждении, вообще говоря, являются взаимно многозначными, что связано с существованием двух ветвей решения уравнения (2) для температуры T_e как функции приложенного напряжения. Эти многозначные ВАХ отличаются также и от ВАХ с ОДС при охлаждении электронов в однородных образцах за счет интенсивного рассеяния энергии на оптических фотонах [6].

² Появление термоэдс связано с градиентом T_e и с изменением встроенного поля. В монополярном образце в отличие от биполярного [4] последнее не приводит к появлению дополнительной ЭДС на внешних контактах, но внутри образца разбиение поля \bar{E}^* на части, имеющие смысл поля ЭДС и внешнего поля, является неоднозначным; однозначно выделяется лишь ЭДС на внешних контактах, где $T_e = T$.

В заключение подчеркнем, что рассмотренные многозначные ВАХ интересны прежде всего возможностью получения ОДС в системе холодных носителей тока. Описанный выше механизм формирования многозначных ВАХ, хотя и накладывает жесткие ограничения на r и q , в комбинации с другими механизмами может способствовать появлению ОДС в образцах с холодными электронами. Так, в пленках Ge с неоднородным по толщине легированием при протекании тока вдоль неоднородности можно ожидать появления на ВАХ участков с ОДС, аналогичных описанным в [6], но связанных с охлаждением носителей встроенным полем и существующих при более высоких температурах решетки. При $T=20$ К, $d \simeq l_e \simeq 5$ мкм [7, 8] $n_{\min} \simeq 10^{15}$ см $^{-3}$ у одной поверхности пленки и $n_{\max} \simeq 10^{17}$ см $^{-3}$ — у другой, возникает встроенное поле $E_{\text{встр}} \simeq 20$ В/см, в котором при $\bar{E}^* \simeq -0.25E_{\text{встр}}$ и $r=2$, $q=3/2$ электроны охлаждаются до $T_e \simeq 0.5T$ [см. (2)].³ В этом же интервале температур при указанных концентрациях происходит вымораживание электронов на примеси, которое вместе с уменьшением подвижности (при $q > 0$) и может привести к появлению ОДС. Охлаждение электронов встроенным полем влияет также на формирование ОДС, связанных с разогревом: при охлаждении вместо суперлинейных будут наблюдаться сублинейные ВАХ, и наоборот; когда начнет преобладать разогрев, вид ВАХ, характерный для однородных образцов, восстановится, но участки с ОДС будут соответствовать другим токам и напряжениям. Например, в пленках n -InSb при 4 К, $d=30$ мкм, $n_{\min}=10^{13}$ см $^{-3}$, $n_{\max} \simeq 10^{15}$ см $^{-3}$ и токе, направленном навстречу встроенному полю, ОДС появится не при $\bar{E}^*=E_c \simeq 0.1$ В/см, как в однородном образце [9], а при $E^* \simeq E_{\text{встр}} + E_c \simeq 0.6$ В/см $\gg E_c$; если же ток будет параллелен $E_{\text{встр}}$, то вместо охлаждения произойдет дополнительный разогрев и ОДС возникнет при $\bar{E}^* \ll E_c$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гуревич Ю. Г., Шевченко С. И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. В. 2. С. 806—812.
- [2] Грибников З. С., Мельников В. И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. В. 6. С. 1909—1913.
- [3] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 399 с.
- [4] Ашмонтас С. Электроградиентные явления в полупроводниках / Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс, 1984. 183 с.
- [5] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
- [6] Митин В. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 231—237.
- [7] Зотьев Б. П., Кравченко А. Ф., Скок Э. М. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1072—1076.
- [8] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас З. Теплые электроны / Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс, 1983. 144 с.
- [9] Девятков А. Г., Коган Ш. М., Лифшиц Т. М., Олейников А. Я. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 6. С. 1657—1663.

Институт радиофизики
и электроники АН УССР
Харьков

Получена 15.08.1988
Принята к печати 7.12.1988

³ Температура T_e существенно зависит от r и q ; приведенные значения r и q соответствуют возможной в данных условиях ситуации, когда холодные электроны получают энергию в основном от акустических фононов, а импульс рассеивают на заряженных примесях [3].