ЭДС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ СОРТИРОВКОЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. Гулямов

Наманганский индустриально-технологический институт,
716003, Наманган, Узбекистан
(Получена 26 мая 1994 г. Принята к печати 5 июля 1994 г.)

Исследована термоэдс горячих носителей тока, обесловленная эффектом Эттинсгаузена в монополярном полупроводнике с обедненным поверхностным слоем. Показано, что величина поверхностного потенциала существенно влияет на генерируемую эдс. Установлено, что в тонких пленках термоэдс Эттинсгаузена может быть больше, чем напряжение Холла.

При протекании тока через образец в поперечном магнитном поле за счет эффекта Эттинсгаузена возникает градиент температуры в перпендикулярном направлении к току и магнитному полю [1]. Термоэдс горячих носителей, обусловленная этим градиентом температуры, складывается с напряжением Холла и дает результирующее напряжение [2]. Исследования разогрева носителей в области объемного заряда показали, что при разогреве носителей тока в потенциальном барьере генерируется термоэдс горячих носителей [3,4]. Эта термоэдс пропорциональна высоте поетнциального барьера и обычно намного больше термоэдс однородной части образца. Однако в работе [2] влияние поверхностного барьера на термоэдс Эттинсгаузена авторы не учитывали. Цель данной работы — исследование термоэдс горячих носителей, обусловленной сортировкой носителей по энергиям в образце с обедненным поверхностным слоем.

Вычислим термоэдс, генерируемую в монополярной пластинке толщиной $2b$, в которой по оси x течет постоянный ток $j_x = \sigma E_0$. Магнитное поле направленного вдоль оси y. Боковые стенки пластинки расположены в плоскостях $z = \pm b$. Если размеры образца вдоль осей x и y гораздо больше ее толщины [2], то все величины будут зависеть только от z. Пусть вблизи поверхностей $z = \pm b$ имеются обедненные слои толщиной δ и поверхностным потенциалом V_0. Для расчета термоэдс воспользуемся выражением тока j_e, учитывающим неоднордное распределение концентрации и температуры носителей [5]

$$j_z = en\mu_e E_z + e\frac{d}{dz}(D_e n). \tag{1}$$

Здесь e и n — заряд и концентрация электронов, μ_e и D_e — подвижность и коэффициент диффузии, которые связаны соотношением Эйнштейна $D_e = (T_e/e)\mu_e$, $\mu_e = \mu_0(T_e/T_0)^q$, E_z — напряженность электрического поля вдоль оси z, q — определяется механизмом рассеяния. При разомкнутых холловских контактах ($j_z = 0$) для напряженности электрического поля имеем

$$E_z = -\frac{1}{n\mu_e}\frac{d}{dz}(D_e n) = -\frac{T_e}{e}\frac{d}{dz}\Big[\ln(D_e n)\Big]. \tag{2}$$

При термодинамическом равновесии это поле равно

$$E_{z0} = -\frac{T_0}{e}\frac{d}{dz}(\ln n). \tag{3}$$

Изменение напряженности, обусловленное разогревом, равно

$$E_g = E_z - E_{z0} = -\frac{T_e}{e}\frac{d}{dz}\Big[\ln(D_e n)\Big] + \frac{T_0}{e}\frac{d}{dz}\ln n. \tag{4}$$

Термоэдс, выходящая во внешнюю цепь, определяется следующим интегралом [4]:

$$V_E = \int\limits_{-b}^{b} E_g dz. \tag{5}$$

Для вычисления этого выражения путь интегрирования разделим на три участка: первый обедненый слой $[-b,\ -b+\delta]$, квазинейтральная область $[-b+\delta,\ b-\delta]$ и второй обедненный слой $[b{-}\delta,\ b]$. Тогда

$$V_E = \int\limits_{-b}^{-b+\delta} E_g dz + \int\limits_{-b+\delta}^{b-\delta} E_g dz + \int\limits_{b-\delta}^{b} E_g dz. \tag{6}$$

Для упрощения предположим, что толщина слоя обеднения гораздо меньше длины остывания $\delta \ll k^{-1}$. Тогда изменением температуры в области обеднения можно принебречь и считать, что температура в области $[-b,\ -b+\delta]$ равна T_{e1}, а в области $b-\delta$, b равна T_{e2}. Изменение температуры происходит в квазинейтральной области, где концентрацию носителей можно считать постоянной. Тогда первый интеграл в (6) равен

$$\int\limits_{-b}^{-b+\delta} E_g dz = \int\limits_{-b}^{-b+\delta}\left(-\frac{T_e}{e}\frac{d}{dz}\Big[\ln(D_e n)\Big] - \frac{T_0}{e}\frac{d}{dz}(\ln n)\right)dz =$$

$$= -\frac{T_e}{e}\ln\frac{n_0}{n_s} + \frac{T_n}{e}\ln\frac{n_0}{n_s} = -\left(\frac{T_{e1}}{T_0} - 1\right)\frac{T_0}{e}\ln\frac{n_0}{n_s} = -\left(\frac{T_e}{T} - 1\right)V_0. \tag{7}$$

Здесь $V_0 = \frac{T}{e}\ln\frac{n_0}{n_s}$ — поверхностный потенциал, n_s и n_0 — концентрация носителей на поверхности и в объеме соответственно.

Второй интеграл легко вычисляется

$$\int\limits_{-b+\delta}^{+b-\delta} E_g dz = -\int\limits_{-b+\delta}^{b-\delta} \frac{T_e}{e}\frac{d}{dz}\left\{\ln\left[D_0\left(\frac{T_e}{T_0}\right)^{q+1} n\right]\right\} dz =$$

$$= -(q+1)T_e\Big|_{-b+\delta}^{b-\delta} = -\frac{q+1}{e}\Big(T_{e2} - T_{e1}\Big). \tag{8}$$

Третий интеграл вычисляется точно так же, как первый:

$$\int\limits_{b-\delta}^{b} E_g dz = \left(\frac{T_{e2}}{T_0} - 1\right) V_0. \tag{9}$$

Здесь T_{e2} — температура во втором слое.

Таким образом, полная термоэдс, генерируемая в образце, равна

$$V_E = -\left(\frac{T_{e1}}{T_0} - 1\right) V_0 - \frac{(q+1)}{e}\Big(T_{e2} - T_{e1}\Big) + \left(\frac{T_{e2}}{T_0} - 1\right) V_0 =$$

$$= \left(\frac{V_0}{T} - \frac{q+1}{e}\right)\Big(T_{e2} - T_{e1}\Big). \tag{10}$$

В слабом магнитном поле возмущение распределения температуры $T'_e = T_e - T_0$ за счет эффекта Эттинсгаузена определяется по формуле [2]

$$T'_e = P_i \sigma k_e^{-1}\Big(A_1 e^{k_e z} - A_2 e^{-k_e z}\Big) H E_0. \tag{11}$$

Здесь $P_i = T_0 Q/\varkappa_e$ — изотермический коэффициент Эттинсгаузена, σ — удельная электропроводность образца, $\varkappa_e$ — коэффициент теплопроводности, Q — коэффициент поперечного эффекта Нернста–Эттинсгаузена. Конкретные выражения для этих коэффициентов приведены в [2], а размерные коэффициенты A_1 и A_2 имеют вид

$$A_{1,2} = \frac{\pm(1 \pm \xi^-)e^{\pm k_e b} \mp (1 \mp \xi^+)e^{\mp k_e b}}{(1+\xi^+)(1+\xi^-)e^{2k_e b} - (1-\xi^+)(1-\xi^-)e^{-2k_e b}},$$

где

$$\xi^{\pm} = \eta^{\pm}/\varkappa_e k_e.$$

Подставив (11) в (10), вычислим термоэдс Эттинсгаузена

$$V_E = P_i \sigma k_e^{-1}\left(\frac{V_0}{T_0} - \frac{q+1}{e}\right)\gamma_1 \operatorname{th} k_e b\, H E_0. \tag{12}$$

Здесь

$$\gamma_1 = \frac{2\operatorname{th} k_e b + \xi^+ + \xi^-}{2(1+\xi^+\xi^-)\operatorname{th} k_e b + (\xi^+ + \xi^-)(1 + \operatorname{th}^2 k_e b)}.$$

Отсюда видно, что термоэдс, обусловленная эффектом Эттинсгаузена, сильно зависит от толщины образца и скорости поверхностной релаксации энергии $\xi^{\pm}$. Она также линейно зависит от непряженности магнитного H и тянущего электрического поля E_0 и в условиях опыта складывается с напряжением Холла. Поэтому сравним величину термоэдс V_E с величиной напряженности Холла:

$$V_H = \sigma R H E_0 2b. \tag{13}$$

Здесь R — коэффициент Холла.

Для отношения термоэдс Эттинсгаузена и термоэдс Холла имеем

$$\frac{V_E}{V_H} = \frac{q}{q+5/2}\,\frac{[eV_0-(1+q)T_0]}{2T_0}\gamma_1\frac{\operatorname{th}k_e b}{k_e b}. \tag{14}$$

Когда $q > 0$, напряжение Холла и термоэдс Эттинсгаузена имеют противоположные направления. Когда $q < 0$, V_E и V_H имеют одинаковые знаки и полное напряжение равно сумме абсолютных величин этих напряжений. Из выражения (14) видно, что, когда скорость релаксации энергии мала ($\gamma_1 \sim 1$), в достаточно тонких образцах ($kb \sim 1$) термоэдс Эттинсгаузена значительно больше напряжения Холла ($eV_0/T_0 \gg 1$). С другой стороны, из (12) и (14) следует, что напряжение Эттинсгаузена для грячих электронов определяется величиной поверхностного потенциала и, чем больше поверхностный потенциал, тем больше напряжение, генерируемое в образце за счет сортировки носителей по энергиям.

Таким образом, когда поверхностный поетнциал достаточно велик ($eV_0/T_0 \gg 1$), в тонких образцах напряжение Эттинсгаузена V_E значительно больше напряжения Холла V_H. Когда обедненный слой отсутствует, напряжение V_E мало по сравнению с напряжением Холла и только для толщин, меньших длины остывания, они могут быть сравнимы между собой.

Список литературы

[1] Л.С. Стильбанс. *Физика полупроводников* (М., Сов. радио, 1967).

[2] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., Наука, 1984).

[3] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).

[4] В. Денис, Ю. Пожела. *Горячие электроны* (Вильнюс, Минтис, 1971).

[5] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звиягин, А.Г. Миронов. *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках* (М., Наука, 1972).

Редактор В.В. Чалдышев

EMF of hot carriers due to the sorting of electrons by their energies in magnetic field

G.Gulyamov

Namangan Industrial-Technological Institute, 716003 Namangan, Uzbekistan