ПОВЕДЕНИЕ ЭДС ДЕМБЕРА НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ефанов А. В., Энтин М. В.

Рассматривается зависимость ЭДС Дембера на горячих электронах от слабого магнитного поля, параллельного освещаемой поверхности. Предполагается, что свет вызывает межзонные переходы, а границы полупроводника с металлом являются идеально проницаемыми для электронов. Показано, что в пренебрежении глубиной поглощения света ЭДС Дембера $V(H)$ является неаналитической функцией магнитного поля $\mathbf{H}$. В случае полубесконечного образца добавка к ЭДС $\delta V \infty |H|$, в образце с толщиной меньше длины свободного пробега электронов по импульсу $\delta V \infty \sqrt{|H|}$. В полубесконечном образце учет конечности глубины поглощения света приводит к смене знака зависимости в очень слабом магнитном поле $\delta V \infty -H^2$. Магнито-зависящая часть фотоэдс является одновременно поляризационно-зависящей.

Обычно считается, что кинетические коэффициенты могут быть разложены по степеням магнитного поля, поэтому, в частности, разложение скалярной величины — ЭДС Дембера в изотропной среде по магнитному полю должно было бы начинаться с членов, пропорциональных квадрату магнитного поля. Однако разложимость кинетических коэффициентов по магнитному полю является необязательной и в конкретных случаях может нарушаться.

В настоящей работе изучается зависимость ЭДС Лембера на горячих электронах в образце с проницаемыми для фотовозбужденных носителей границами [1-3] от слабого магнитного поля, параллельного поверхности. В работе [1] показано, что ЭДС Дембера на горячих электронах в достаточно толстом образце возникает на этапе остывания носителей, но контролируется приконтактной областью глубиной порядка длины свободного пробега по импульсу, в которой движение электронов является баллистическим. Горячие дырки обычно являются малоподвижными и дают вклад только в вентильную фотоэдс.

В работах [2, 3] считалось, что зависимость ЭДС от магнитоного поля описывается лоренцевским фактором $(1+\omega_H^2\tau_и^2)^{-1}$, где ω_H — циклотронная частота, $\tau_и$ — время импульсной релаксации. В пределе слабых полей он дает зависимость $(\omega_H\tau_и)^2$. На самом деле на это «обычное» объемное магнитосопротивление накладывается более сильный при малых H вклад, связанный с поверхностью. Он определяется электронами, летящими по «настильным» относительно поверхности траекториям и пробегающим от момента рождения светом до выхода через поверхность путь порядка длины свободного пробега. В тонком образце электроны, вылетевшие в объем с поверхности под углом $\psi \sim \sqrt{d/r_H}$, где d — толщина образца, r_H — циклотронный радиус, не достигают второй поверхности и не дают вклада в ток. Их доля порядка ψ, что приводит к магнитофотоэдс порядка $\delta V/V \sim \sqrt{d/r_H} \sim \sqrt{|H|}$. В полубесконечном образце электроны, вылетающие под углом $\psi \sim l_и/r_H$, где $l_и$ — длина свободного пробега по импульсу, не успев рассеяться, заворачиваются магнитным полем к поверхности металла. Суммарный ток в полупроводник уменьшается на долю этих электронов, так что $\delta V/V \sim l_и/r_H \sim |H|$.

Рассмотрим вначале ЭДС Дембера в образце толщиной d, гораздо меньшей длины свободного пробега. Пусть глубина поглощения света $\alpha^{-1} \ll d$, электроны рождаются с одинаковыми энергиями. В отсутствие столкновений в объеме ровно половина фотовозбужденных электронов достигает второй (неосвещенной) поверхности. Ток горячих электронов в режиме короткозамкнутых контактов равен $j_0=I/2\hbar\omega$, где I — интенсивность, ω — частота света. ЭДС Дембера при разомкнутых контактах определяется выражением $V=ej_0d/\sigma$, где σ — темновая проводимость образца, e — заряд электрона.

Под действием магнитного поля часть электронов заворачивается к освещаемой поверхности (см. рисунок). Только те электроны, высота траекторий которых над поверхностью $h=r_H \sin\vartheta\,(1-\sin\varphi) \geqslant d$, где ϑ — полярный угол, отсчитанный от направления магнитного поля, достигают второй границы. При изотропной по импульсам фотогенерации ток электронов определяется выражением

$$j=\frac{I}{\hbar\omega}\int\frac{do}{4\pi}\,\Theta\left(\sin\vartheta\,(1-\sin\varphi)-\frac{d}{r_H}\right)=$$

$$=\frac{I}{2\hbar\omega}\left[\sqrt{1-\left(\frac{d}{2r_H}\right)^2}-\frac{2}{\pi}\int\limits_{\arcsin(d/2r_H)}^{\pi/2} d\vartheta\,\sin\vartheta\,\arcsin\sqrt{\frac{d}{2r_H\sin\vartheta}}\right]. \qquad (1)$$

В интеграле по телесным углам Θ-функция выделяет соответствующую область углов вылета фотовозбужденных электронов.

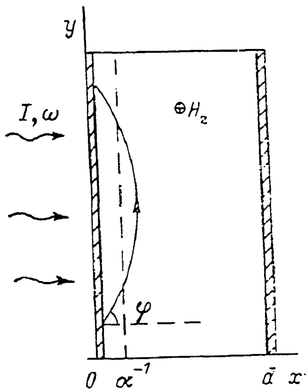
В пределе $r_H \gg d$ ток j стремится к своему асимптотическому пределу $j_0=I/2\hbar\omega$ по закону

$$\frac{j-j_0}{j_0}=-\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\sqrt{\frac{d}{r_H}}\sim-\sqrt{|H|}. \qquad (2)$$

При $r_H=d/2$ ток электронов обращается в нуль, так как ни один электрон не может достичь второй поверхности. Зависимость тока вблизи этой области полей имеет вид

$$\frac{j}{j_0}=\frac{\sqrt{2}}{\pi}\left(2-\frac{d}{r_H}\right)\Theta\left(2-\frac{d}{r_H}\right).$$

Пренебрежение столкновениями в объеме, очевидно, справедливо при условии, что длина траекторий существенных электронов меньше длины свободного пробега по импульсу, т. е. при $\sqrt{dr_H} \ll l_и$. В области полей $\omega_H\tau_и \ll d/l_и$ существен учет столкновений электронов в объеме.



Траектории фотовозбужденных электронов, определяющих неаналитические по магнитному полю добавки к фотоэдс.

Рассмотрим предельный случай образца с толщиной, превышающей длину свободного пробега. Такой образец можно считать полубесконечным. Согласно работе [1], величина ЭДС определяется формулой $V=eDn\,(0)/\sigma$, где D — коэффициент диффузии горячих электронов, $n\,(0)$ — асимптотическое значение концентрации горячих электронов в области расстояний от поверхности, гораздо бо́льших длины пробега, но малых по сравнению с толщиной и длиной остывания. Нахождение асимптотики $n\,(0)$ требует решения кинетического уравнения. В приближении упругого рассеяния кинетическое уравнение может быть записано в виде

$$-\omega_H\frac{\partial f}{\partial\varphi}+v_x\frac{\partial f}{\partial x}=-\frac{f-\bar f}{\tau_и}+G\,(\mathbf{v},\,x), \qquad (3)$$

где $f\,(\mathbf{v},\ x)$ — функция распределения, $G\,(\mathbf{v},\ x)=\frac{aI}{\hbar\omega}g\,(\mathbf{v})\,e^{\alpha x}$ — плотность объемной фотогенерации электронов, $\bar f$ — среднее по всем углам от функции распределения. Граничным условием к уравнению является требование $f\,(\mathbf{v},\,0)=0$ при $v_x \geqslant 0$. К сожалению, уравнение (3) нельзя решать, разлагая по степеням магнитного поля, так как магнитное поле стоит при производной. Неаналитичность результата по $\mathbf{H}$ является следствием этого обстоятельства.

Поскольку искомый вклад определяется электронами, движущимися под малыми углами относительно поверхности, разобьем область углов на два диапазона, в которых $|v_x| \ll v$ и $|v_x| \sim v$. Функцию распределения в первой области обозначим f_H, а во второй — F_H.

В первой области можно пренебречь приходным членом и тогда функция f_H определяется уравнением

$$-\omega_H \frac{\partial f_H}{\partial \varphi} + v_x \frac{\partial f_H}{\partial x} = -\frac{f_H}{\tau_{\text{и}}} + G. \tag{4}$$

В области $|v_x|/v \gg l_{\text{и}}/r_H$ можно пренебречь магнитным полем

$$v_x \frac{\partial F_H}{\partial x} = -\frac{F_H - \bar{F}_H}{\tau_{\text{и}}} + \frac{\bar{f}_H}{\tau_{\text{и}}} + G. \tag{5}$$

В последнем уравнении интеграл от функции F_H

$$\bar{F}_H = \int \frac{do}{4\pi} F_H\left(\frac{\mathbf{v}}{v}\right)$$

должен вычисляться по области углов, где $|v_x|/v \gg l_{\text{и}}/r_H$, а интеграл $\bar{f}_H$ — в области $|v_x|/v \ll l_{\text{и}}/r_H$. Вычитая из уравнения (5) аналогичное уравнение при $H = 0$, получим уравнение для добавки к функции распределения, обусловленной магнитным полем,

$$v_x \frac{\partial \delta F}{\partial x} = -\frac{\partial F - \overline{\delta F}}{\tau_{\text{и}}} + \frac{\overline{\delta f}}{\tau_{\text{и}}}. \tag{6}$$

Усреднение по углам в уравнении (6) можно распространить на всю область углов, так как неучтенный вклад в $\overline{\delta F}$ пренебрежим в меру малости углов, а интеграл в $\overline{\delta f}$ сходится на углах $\Delta\varphi \sim l_{\text{и}}/r_H$. Эффективная генерация в уравнении (6) является функцией с пространственным масштабом $l_{\text{и}}^2/r_H \ll l_{\text{в}}$, поэтому ее можно превратить в поверхностную генерацию $\delta G = G_0 \delta(x)$ с интенсивностью

$$G_0 = \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \int_0^\infty dx \overline{\delta f}(x). \tag{7}$$

Решение уравнения (6) с поверхностной генерацией аналогично [1] и дает асимптотику $\delta F(x = \infty) = \frac{\sqrt{3}}{2} G_0$.

С помощью уравнения (4) величина G_0 выражается через значение добавки к току на поверхности, определяемой δf,

$$G_0 = \int \frac{do}{4\pi} v_x \delta f(0) = j(H) - j(0), \tag{8}$$

$$j(H) = \frac{\alpha I}{\gamma \hbar\omega} \int_0^\pi \frac{d\vartheta \sin^2\vartheta}{4\pi} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\varphi \cos\varphi \int_{\pi-\varphi}^{\varphi} d\varphi' g(\varphi', \vartheta) \times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{1}{\gamma}\left[\alpha l_{\text{и}} \sin\vartheta (\sin\varphi' - \sin\vartheta) + \varphi - \varphi'\right]\right\}.$$

Здесь $\gamma = \omega_H \tau_{\text{и}}$, функция $g(\varphi, \vartheta)$ описывает угловое распределение фотовозбужденных электронов. Магнитоэдс Дембера определяется формулой $\delta V = (\sqrt{3}/2\sigma) \times eD[j(H) - j(0)]$.

Для межзонных переходов в полупроводнике типа арсенида галлия в пренебрежении гофрировкой спектра угловая зависимость распределения фотовозбужденных электронов имеет вид

$$g(\mathbf{n}) = 1 + \nu \frac{3(\mathbf{ne})^2 - 1}{2},$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$, $\mathbf{e}$ — вектор линейной поляризации света, $\nu = \pm 1$ для переходов из зон легких и тяжелых дырок соответственно. Рассмотрим случай поляризации света вдоль плоскости образца. При малой глубине поглощения света ($\alpha^{-1} \ll l_{\text{п}}^2/r_H$) находим

$$V = \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{e I l_{\text{и}}}{\hbar\omega\sigma} \left[1 - \frac{|\omega_H \tau_{\text{и}}|}{2\pi} \left(1 + \nu \frac{1 - e_z^2}{2}\right)\right]. \tag{9}$$

При $\alpha^{-1} \gg l_{\text{и}}^2/r_H$

$$V = \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{e I l_{\text{и}}}{\hbar\omega\sigma} \left\{1 + \frac{\alpha l_{\text{и}} (\omega_H \tau_{\text{и}})^2}{16} \left[1 + \frac{\nu}{8} (5 - 6e_z^2)\right]\right\}. \tag{10}$$

Последний случай соответствует предельно слабым магнитным полям. Из формулы видно, что магнитное поле приводит не к уменьшению, а к увеличению тока электронов в образец. Граничное значение поля, при котором происходит переход от зависимости (10) к (9), имеет порядок $\omega_H \tau_{\text{и}} \sim (\alpha l_{\text{и}})^{-1}$.

Найденные поправки нужно сравнивать с обычными объемными поправками к коэффициенту диффузии $D(H)$ горячих электронов, имеющими порядок $(\omega_H \tau_{\text{и}})^2$. При малых полях поправка к ЭДС, согласно (10), имеет формально большой параметр $\alpha l_{\text{и}}$. Однако за счет численного коэффициента поправка может быть сравнимой с $(\omega_H \tau_{\text{и}})^2$. Поэтому можно ожидать смены знака квадратичной по магнитному полю зависимости при уменьшении $l_{\text{и}}$.

При относительно больших полях $(\alpha l_{\text{и}})^{-1} \ll \omega_H \tau_{\text{и}} \ll 1$ поправка к V, согласно (9), линейна по $\omega_H \tau_{\text{и}}$, а не квадратична. Линейный член превышает квадратичный, связанный с изменением коэффициента диффузии, в области $\omega_H \tau_{\text{и}} \ll 1/2\pi$. Следует подчеркнуть, что найденные поправки к ЭДС Дембера обладают сильной поляризационной зависимостью. В отсутствие магнитного поля поляризационная зависимость эффекта возникает только при учете гофрировки спектра и имеет численно малую величину [2].

В заключение отметим, что поправки в слабом магнитном поле, аналогичные найденным в данной работе, должны присутствовать и в других фотоэлектрических эффектах, в частности в поверхностном и объемном фотогальваническом эффектах, поверхностной фотопроводимости и эффекте Кикоина—Носкова.

Авторы благодарны Л. И. Глазману за ознакомление с его результатами по магнитосопротивлению тонкого контактного слоя.

Литература

[1] Ефанов А. В., Энтин М. В. Теория ЭДС Дембера на горячих электронах. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 20—24.

[2] Альперович В. Л., Белиничер В. И., Браславец А. В., Ефанов А. В., Мощенко С. П., Терехов А. С., Энтин М. В. Поляризационно-зависимая баллистическая фотоэдс в структуре металл—полупроводник. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 10, с. 413—415.

[3] Альперович В. Л., Мощенко С. П., Терехов А. С. Термализация фотоэлектронов на границе раздела арсенид галлия—металл. Проявление в спектрах фотоэдс. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 12, с. 3532—3536.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 15.07.1986
Принята к печати 20.07.1987