

УДК 631.315.592

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ИНВЕРСИОННОМ КАНАЛЕ НА ВИЦИНАЛЬНОЙ ГРАНИ

Л. И. Магарилл, М. В. Энтин

Построена теория резонансного фотогальванического эффекта в инверсионном канале на вицинальной грани многодолинного полупроводника. Показано, что фототок вдоль поверхности состоит из двух компонент: кинетической, обусловленной зависимостью вероятностей возбуждения электрона от знака продольного импульса, и сдвиговой, связанной со сдвигом электрона вдоль канала в процессе фотовозбуждения.

В работе [1] был рассмотрен фотогальванический эффект (ФГЭ) в размерно-квантованной системе из материала с изотропным законом дисперсии. В такой системе ФГЭ может возникать только при наклонном положении вектора поляризации света относительно нормали к поверхности. Наличие анизотропии спектра в материалах типа n -Si делает возможным существование ФГЭ при нормальном падении света на образец, но наклонном положении эллипсоидов эффективных масс [2]. Экспериментально этот эффект изучался в инверсионном n -канале на вицинальной (с большими индексами Миллера) грани кремния в работе [3]. В настоящей работе подробно излагается теория эффекта.

ФГЭ в инверсионном канале возникает из-за неэквивалентности направлений \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ в плоскости образца. К ней приводят наклонное положение эллипсоидов относительно нормали и асимметрия потенциальной ямы, в которой движется электрон. На классическом языке сила, действующая на электрон вдоль плоскости, вызывает изменение его нормальной скорости, что на квантовом языке соответствует переходу между уровнями поперечного квантования под действием поля, параллельного поверхности. Такой переход без учета рассеяния приводит к сдвигу электрона вдоль поверхности на расстояние порядка толщины канала. Это определяет первый из вкладов в ФГЭ — сдвиговой [4]. Величина его в первом приближении не зависит от процессов рассеяния.

Второй, кинетический, вклад возникает за счет асимметрии вероятности переходов как функции импульса в плоскости системы. Этот вклад определяется как несохранением продольного импульса в процессе возбуждения, так и длиной пробега фотовозбужденных носителей.

Мы будем рассматривать резонансный вклад в ФГЭ, обусловленный оптическими переходами между низшей парой подзон поперечного квантования. Схема подзон для n -канала кремния, использованного в эксперименте [3], приведена на рисунке. В рассматриваемой области частот переходы происходят между нижними состояниями, образованными парой эквивалентных долин, причем непараболическостью спектра (смешиванием состояний из разных долин) можно пренебречь. Таким образом, в качестве исходного гамильтониана для электрона в инверсионном канале можно использовать эллипсоидальный

$$h_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{2} \mu_{ij} p_i p_j, \quad (1)$$

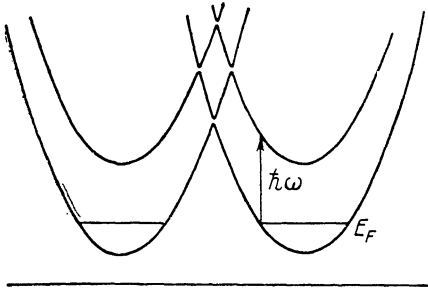
где μ_{ij} — тензор обратных эффективных масс, имеющий вид в осях, связанных к каналу (ось x выбрана вдоль проекции большой оси эллипсо-

ида на поверхность, θ — угол наклона эллипсоида по отношению к нормали, $1/M = 1/m_{\perp} + 1/m_{\parallel}$, $1/m = 1/m_{\perp} - 1/m_{\parallel}$,

$$\hat{\mu} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{M} + \frac{1}{m} \cos 2\theta & 0 & \frac{1}{m} \sin 2\theta \\ 0 & \frac{2}{m_{\perp}} & 0 \\ \frac{1}{m} \sin 2\theta & 0 & \frac{1}{M} - \frac{1}{m} \cos 2\theta \end{pmatrix}.$$

Полный одноэлектронный гамильтониан, учитывающий вектор-потенциал электромагнитной волны $\mathbf{A}(t)$, потенциалы инверсионного слоя $\varphi(z)$ и рассеивателей $V(\mathbf{r})$, может быть записан в виде

$$H = \hbar_0 \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) + \varphi(z) + V(\mathbf{r}).$$



Минизоны, образующиеся в инверсионном канале на вицинальной грани Si.

Энергия Ферми ~ 3.8 мэВ, ширина минищели ~ 0.5 мэВ, расстояние между подзонами ~ 10 мэВ, расстояние до первой минищели ~ 15 мэВ.

Унитарным преобразованием

$$\psi \rightarrow U\psi, \quad H \rightarrow U^{-1} H U,$$

где

$$U = \exp \left(-i p_x \frac{\mu_{xz} z}{\mu_{zz}} \right),$$

гамильтониан приводится к выражению

$$H = H_0 + V(\mathbf{r}) + \frac{e}{c} \mathbf{v} \mathbf{A}(t),$$

$$H_0 = \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} + \frac{p_z^2}{2m_z} + \varphi(z). \quad (2)$$

Здесь

$$\mathbf{v} = \left(\frac{p_x}{2m} \sin 2\theta + \frac{p_x}{m_x}, \frac{p_y}{m_y}, \frac{p_z}{m_z} \right) = \hat{\mu} \mathbf{p}$$

($\hat{\mu}$ — симметричный тензор),

$$\frac{1}{m_z} = \mu_{zz}, \quad \frac{1}{m_x} = \frac{m_z}{m_{\perp} m_{\parallel}}, \quad m_y = m_{\perp}.$$

В качестве модели рассеивателей выберем поверхностные неровности. Это значит, что $V(\mathbf{r}) = V_0 [\theta(z-u(\rho)) - \theta(z)]$, где V_0 — работа выхода, $u(\rho)$ — форма поверхности. Разлагая по $u(\rho)$ и считая $V_0 \rightarrow \infty$, получаем аналогично [5, 6]

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2m_z} u(\rho) \frac{\partial}{\partial z} \delta(z) \frac{\partial}{\partial z}$$

(стрелки обозначают направление дифференцирования в операторе). Пусть свет падает нормально на канал. Тогда

$$\mathbf{A} = \text{Re}(\mathbf{A}_0 e^{-i\omega t}), \quad \mathbf{A}_0 = \frac{c}{i\omega} (E_x, E_y, 0),$$

\mathbf{E} — вектор комплексной амплитуды электрического поля.

Выражение для тензора ФГЭ дано в [1]

$$\begin{aligned} c_{\mu\alpha\beta} = & \frac{ie^3}{2(2\pi)^3\omega^2} \lim_{\delta \rightarrow +0} \iiint dz dz' dz'' \frac{1}{i(z' - z) + 2\delta} \times \\ & \times \left\{ A_{\mu\alpha\beta}(z, z', z'') \left[(f_z - f_{z''}) \frac{1}{i(z'' - z + \omega) + \delta} + \right. \right. \\ & \left. \left. + (f_{z'} - f_{z''}) \frac{1}{i(z' - z'' + \omega) + \delta} \right] + (a \leftrightarrow \beta, \omega \leftrightarrow -\omega) \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$A_{\mu\alpha\beta}(z, z', z'') = \langle \text{Sp} (R_z v_\mu R_{z'} v_\alpha R_{z''} v_\beta) \rangle, \quad R_z = \frac{1}{z - H_0 - V},$$

v — оператор скорости электрона, S — площадь системы, f_z — функция Ферми; интегрирование в (3) проводится по контурам, охватывающим вещественную ось по часовой стрелке на расстоянии от нее, меньшем δ . Угловые скобки означают усреднение по случайной функции $u(\rho)$. Тензор \hat{A} в (3) может быть выражен через шпур, содержащий вместо операторов скоростей операторы импульса

$$\begin{aligned} \hat{A}(z, z', z'') &= \mu \cdot \mu \cdot \mu : \hat{T}(z, z', z''), \\ \hat{T}_{\alpha\beta\gamma}(z, z', z'') &= \langle \text{Sp} (R_z p_\alpha R_{z'} p_\beta R_{z''} p_\gamma) \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

При нормальном падении света в ФГЭ дают вклад компоненты $A_{xxx}, A_{xyy}, A_{yyx}$.

Рассмотрим вначале сдвиговой ФГЭ, не требующий учета рассеяния. В этом случае в формуле (4) можно заменить резольвенты R_z на $1/(z - H_0)$. Нетрудно убедиться, что отлична от нуля только компонента $A_{xxx}^{(s)} = \mu_x^3 T_{xxx}^{(s)}$ (индекс «s» соответствует сдвиговому вкладу). После вычисления находим

$$c_{xxx}^{(s)} = -\frac{e^3 \mu_x^3}{\omega^2} \sum_{\pm} \left[\frac{N_n - N_{n'}}{\epsilon_{nn'} \mp \omega + \delta i} \frac{N_{n''} - N_{n'''}}{\epsilon_{n''n'''} \mp \omega + \delta i} \right] \frac{1}{\epsilon_{nn''}} (p_x)_{nn'} (p_x)_{n''n'''} (p_x)_{n''n'''}, \quad (5)$$

где

$$N_n = 4 \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} f_{np}$$

— концентрация электронов в подзоне n размерного квантования с учетом спинового и долинного вырождения; $\epsilon_{nn'} = \epsilon_n - \epsilon_{n'}$ — расстояние между подзонами $\epsilon_{np} - \epsilon_{n'p}$, которое из-за параболичности спектра не зависит от продольного импульса p . Используя соотношения $(p_x)_{nn'} = im_n \epsilon_{nn'} z_{nn'}$ ($n \neq n'$), $(p_x)_{nn} = 0$ и правило коммутации $(p_x)_{nn''} z_{n''n'''} - z_{n''n'''} (p_x)_{n''n'''} = -i\delta_{nn''}$, получаем

$$\begin{aligned} c_{xxx}^{(s)} = & -\frac{2\pi e^3 \sin^2 2\theta}{((m_{\parallel} + m_{\perp})/(m_{\parallel} - m_{\perp}) - \cos 2\theta)^3} \sum_{n, n''} |z_{n'n''}|^2 (z_{nn''} - z_{n'n''}) \times \\ & \times ((N_n - N_{n'}) \delta(\epsilon_{nn''} - \omega). \end{aligned} \quad (6)$$

Если заполнена только нижняя подзона ($n=1$), то для резонансного перехода $1 \rightarrow 2$ из (6) для тока ФГЭ находим

$$j_x^{(s)} = -\frac{2e^3 \gamma |E_x|^2}{(\epsilon_{21} - \omega)^2 + \gamma^2} |z_{21}|^2 N_s (z_{11} - z_{22}) \frac{\sin^2 2\theta}{((m_{\parallel} + m_{\perp})/(m_{\parallel} - m_{\perp}) - \cos 2\theta)^3}. \quad (7)$$

Здесь N_s — поверхностная концентрация электронов, γ — ширина резонанса. Из (7) видно, что сдвиговая компонента дает вклад лишь в линейный ФГЭ.

Кинетический вклад в ФГЭ может быть вычислен с помощью результатов работы [1]. Величина $T_{\alpha\beta\gamma}$ графически представляется в виде треугольника из функций Грина, в вершинах которого находятся операторы импульса. Усреднение по случайной функции $u(\rho)$, скоррелированной по

Гауссу, определяет диаграммную технику с правилами вычисления диаграмм, изложенными в [1]. Однако если коррелятор $\langle u(\rho) u(\rho') \rangle = W_0 \delta(\rho - \rho')$, результат можно получить непосредственно из [1], сводя гамильтониан к изотропной задаче для электрона с эффективной массой m_z преобразованиями

$$\tilde{p}_i = \sqrt{\frac{m_z}{m_i}} p_i, \quad \tilde{r}_i = \sqrt{\frac{m_z}{m_i}} r_i, \quad \tilde{W}_0 = \sqrt{\frac{m_x m_y}{m_z}} W_0,$$

$$\tilde{E}_{x,y} = \sqrt{\frac{m_z}{m_{x,y}}} E_{x,y}, \quad \tilde{E}_z = m_x m_z E_x, \quad \tilde{j}_{x,y} = \sqrt{\frac{m_z}{m_{y,x}}} j_{x,y}.$$

При этом для \tilde{H} получаем

$$\tilde{H} = \frac{\tilde{p}^2}{2m_z} + \varphi(z) + \frac{1}{2m_z} \tilde{u}(\tilde{\rho}) \frac{\partial}{\partial z} \delta(z) \frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{e}{2i\omega} \tilde{E} \frac{\tilde{p}}{m_z} e^{-i\omega t} + \text{э. с.} \right), \quad (8)$$

где коррелятор функции $\tilde{u}(\tilde{\rho})$ равен $\tilde{W}_0 \delta(\tilde{\rho})$. Поверхностные концентрации электронов связаны соотношением

$$\hat{N}_s = N_s \frac{m_z}{\sqrt{m_x m_y}}.$$

Поскольку гамильтониан (8) совпадает по виду с использованным в [1], выражение для \tilde{j} через \tilde{E} можно взять из этой работы. В результате для кинетического вклада в ток $j^{(k)}$ находим окончательно¹

$$j_x^{(k)} = \frac{|E_x|^2}{m_x} \text{Re } \Phi, \quad (9)$$

$$j_y^{(k)} = \frac{1}{m_\perp} [\text{Re}(E_x E_y^*) \text{Re } \Phi + \text{Im}(E_x E_y^*) \text{Im } \Phi], \quad (10)$$

где

$$\Phi = \frac{2iN_s e^3 z_{21}}{\omega^2} \frac{a_1^2 a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} \frac{\sin 2\theta}{(m_\parallel + m_\perp)/(m_\parallel - m_\perp) - \cos 2\theta} \times$$

$$\times \left[\omega + \left(\frac{a_2^2}{a_1^2} - 1 \right) \frac{\pi N_s}{2\sqrt{m_x m_\perp}} \right] \frac{1}{\varepsilon_{21} - \omega - i\gamma}.$$

Здесь $a_n = \chi'_n(z)$ ($\chi_n(z)$ — поперечная волновая функция электрона в подзоне n), $\gamma = 2W_0 (\sqrt{m_x m_\perp}/m_z^2) [(a_1^2 - a_2^2)^2 + a_1^2 a_2^2]$ — столкновительная ширина перехода. Как видно из (9), (10), в x -компоненте тока присутствует только линейный ФГЭ, а в y -компоненте — как линейный, так и циркулярный ФГЭ (первое и второе слагаемые в (10) соответственно). Знак j_x не зависит от поляризации. В то же время y -компонента тока меняет знак в зависимости от вектора поляризации E . Для линейной поляризации падающего света $j_x \sim \cos^2 \varphi$, $j_y \sim \sin 2\varphi$, где φ — угол между осью x и вектором поляризации; при этом максимальные значения j_x ($\varphi=0$) и j_y ($\varphi=\pi/4$) относятся как $2m_\perp/m_x$. При круговой поляризации j_y определяется циркулярным вкладом, знак которого меняется при замене левой волны на правую. В общем случае циркулярная компонента пропорциональна степени круговой поляризации.

Линейный вклад в ФГЭ зависит от частоты как симметричный резонанс $\gamma/(\Delta^2 + \gamma^2)$ ($\Delta = \varepsilon_{21} - \omega$), а циркулярный как антисимметричный $\Delta/(\Delta^2 + \gamma^2)$.

Сдвиговой и кинетические вклады в ФГЭ имеют, вообще говоря, одинаковый порядок величины. Однако из-за разной зависимости от угла θ при малых θ , соответствующих эксперименту [3], кинетический ФГЭ преобладает

$$\frac{j_x^{(s)}}{j_x^{(k)}} \sim \frac{(m_\parallel - m_\perp)^2}{m_\perp m_\parallel} \theta^2.$$

¹ В окончательной формуле работ [1] нужно исключить ошибочный множитель $1/4$ π .

Вычислим параметры, входящие в формулы (7), (9), (10), для инверсионного канала. В качестве волновых функций поперечного движения используем вариационные функции

$$\chi_1 = cz \exp(-b_1 z), \quad \chi_2 = dz (r - z) \exp(-b_2 z),$$

где

$$c = 2b_1^{3/2}, \quad r = \frac{3}{b_1 + b_2}, \quad d = \frac{2b_2^{5/2}(b_1 + b_2)}{\sqrt{b_1^2 + b_2^2 + b_1 b_2}}.$$

Параметр b_1 определяется выражением [7]

$$b_1 = 1/2 (48\pi m_e e^2 N^* / \chi)^{1/3}$$

(χ — диэлектрическая проницаемость, $N^* = N_{\text{деп } i} + 11/32 N_s$, $N_{\text{деп } i}$ — поверхностная концентрация заряда в слое обеднения), а величина b_2 связана с расстоянием между уровнями формулой

$$\varepsilon_{21} = (b_1 + b_2)^2 / 6m_e.$$

Искомые величины имеют вид

$$a_1 = 2b_1^{3/2}, \quad a_2 = \frac{2\sqrt{3} b_2^{5/2}}{\sqrt{b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2}}, \quad z_{21} = -\frac{8\sqrt{3} b_1^{3/2} b_2^{5/2}}{(b_1 + b_2)^4 \sqrt{b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2}},$$

$$z_{11} = \frac{3}{2b_1}, \quad z_{22} = \frac{1}{2b_2} \frac{5b_1^2 + 2b_2^2 - 2b_1 b_2}{b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2}.$$

Список литературы

- [1] Магарилл Л. И., Энтин М. В. // Поверхность. 1982. № 1. С. 74—78.
- [2] Магарилл Л. И., Энтин М. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1280—1286.
- [3] Гусев Г. М., Квон З. Д., Магарилл Л. И., Палкин А. М., Созинов В. И., Шегай О. А., Энтин М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 1. С. 28—31.
- [4] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2. С. 649—661.
- [5] Prange R. E., Nee T. W. // Phys. Rev. 1968. V. 168. N 3. P. 779—786.
- [6] Чаплик А. В., Энтин М. В. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 3. С. 990—998.
- [7] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—672; Stern F., Howard W. E. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 3. P. 816—835.

Институт физики
полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
5 декабря 1988 г.