

ПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА, КВАНТОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПРИ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

**Н. Н. Чернышов, Н. И. Слипченко, В. М. Писаренко, М. Алкхавалдех,
А. А. Слюсаренко, Е. В. Левченко**

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 21.01.16

В статье изучен 2D полупроводник, состоящий из тяжелых дырок и легких электронов. Базовым условием является то, что электроны квантуются электромагнитным полем, а дырки остаются классическими. Предполагается, что взаимодействие между компонентами слабо или отсутствует. Используется кинетическое уравнение для дырок, которые сталкиваются с квантующими электронами. Установлено, что сопротивление и соответствующая поправка к рассеивающей проводимости σ_{xx} не исчезают при нулевой температуре из-за влияния уровней Ландау. Эта поправка возникает, когда уровень Ферми пересекает уровень Ландау. Найдены пределы применения кинетического уравнения и рассмотрено явление кинетической памяти, когда частицы многократно возвращаются к своим местам встречи.

Ключевые слова: электронная система, электромагнитное поле, кинетическое уравнение, функция генератора и распределения.

ПРОВІДНІСТЬ ЕЛЕКТРОННОГО ГАЗУ, КВАНТОВАНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ПОЛЕМ ПРИ ФОТОГАЛЬВАНІЧНОМУ ЕФЕКТІ

**М. М. Чернышов, М. И. Слипченко, В. М. Писаренко, М. Алкхавалдех,
А. А. Слюсаренко, Е. В. Левченко**

У статті вивчено 2D напівпровідник, що складається з важких дірок та легких електронів. Базовою умовою є те, що електрони квантуються електромагнітним полем, а дірки залишаються класичними. Передбачається, що взаємодія між компонентами слаба або відсутня. Використовується кінетичне рівняння для дірок, які стикаються з квантуючими електронами. Встановлено, що опір та відповідна поправка до розсіювальної провідності σ_{xx} не зникають при нульовій температурі через вплив рівнів Ландау. Ця поправка виникає, коли рівень Фермі перетинає рівень Ландау. Знайдені межі застосування кінетичного рівняння і розглянуто явище кінетичної пам'яті, коли частинки багаторазово повертаються до своїх місць зустрічі.

Ключові слова: електронна система, електромагнітне поле, кінетичне рівняння, функція генератора та розподілу.

THE CONDUCTIVITY OF ELECTRON GAS QUANTIZED BY ELECTROMAGNETIC FIELD AT PHOTOVOLTAIC EFFECT

**N. N. Chernyshov, N. I. Slipchenko, V. M. Pisarenko, M. Alkhalvaldeh,
A. A. Slusarenko, E. V. Levchenko**

The paper studies a 2D semiconductor consisting of heavy holes and light electrons. The basic condition is that the electrons are quantized by an electromagnetic field, and the holes are classic. It is assumed that the interaction between the components is weak or absent. The paper uses the kinetic equation for the holes that encounter with the quantizing electrons. It is found that the resistance and corresponding amendment to the scattering conductivity σ_{xx} do not disappear at zero temperature due to the influence of the Landau levels. This amendment arises when the Fermi level crosses the Landau level. The limits of applying the kinetic equation are found and the phenomenon of kinetic memory is considered when the particles repeatedly return to their venues.

Keywords: electronic system, electromagnetic field, kinetic equation, generator function.

ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия квантового эффекта Холла, задача 2D электронной системы в электромагнитном поле привлекает внимание. Самым интересным вопросом является предел низкой температуры, когда все переходные процессы отсутствуют, и систему можно рассматривать как электронный газ. Здесь концентрируется внимание на полупроводнике с сосуществующими электронами и дырками. Специфика полупроводника заключается в присутствии рассеивания электронного пространства. Из-за большой плотности второй компоненты этот процесс сопоставим с рассеиванием примеси. В системе Ферми при $T = 0$ рассеивание между частицами исчезает, и разногласия между компонентами определяются температурным дополнением T^2 транспортного коэффициента. В системе с квантованием уровней Ландау частицы распределяются в пространстве, которое не требует передачи энергии.

ФОТОГАВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В p - n ПЕРЕХОДЕ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Фотогальванический эффект (ФГЭ) заключается в возникновении фототока при освещении полупроводникового p - n перехода, подключенного к замкнутой цепи. Физическая природа ФГЭ связана с поглощением света полупроводником при одновременной генерации подвижных носителей — электронов и дырок. Прибор, основанный на ФГЭ, называется фотодиодом. Основой такого прибора является мелкий (3–5 мкм) p - n переход в эпитаксиальной пленке Si или Ge (рис. 1а). Небольшая глубина p^+ - n перехода необходима для уменьшения поглощения светового потока Φ . С целью снижения объемного сопротивления кристалла, эпитаксиальная пленка n -типа проводимости выращивается на подложке легированного Si или Ge n^+ типа проводимости. Процессы, происходящие в p^+ - n переходе под воздействием света иллюстрируются с помощью энергетической зонной диаграммы, представленной на рис. 1б. Свет с энергией $h\nu$ попадает в полупроводник через окно, созданное на поверхности p^+ -слоя. При освещении

в p^+ - n переходе и прилегающих областях генерируются избыточные носители заряда — электроны и дырки.

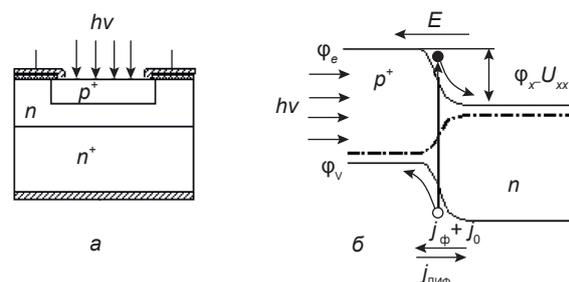


Рис. 1. Фотогальванический эффект: а — физическая структура p^+ - n перехода; б — схема процессов, происходящих в p^+ - n переходе под воздействием света

Под воздействием внутреннего электрического поля E в p^+ - n переходе электроны будут перемещаться в n -область, а дырки — в p^+ -область, где происходит их накопление. При отсутствии источника обратного смещения накопление основных носителей заряда в p^+ и n -областях ведет к снижению потенциального барьера между этими областями до значения U_{xx} (величина фото ЭДС). В p^+ - n переходе появляется фототок j_ϕ , направление которого совпадает с направлением обратного теплового тока j_0 . В свою очередь снижение потенциального барьера в переходе на величину U_{xx} приводит к увеличению диффузионного тока $j_{\text{диф}}$ неосновных носителей заряда через p^+ - n переход. Для величины этого тока запишем уравнение [1]

$$j_{\text{диф}} = j_0 \exp\left(\frac{U_{xx}}{\Phi_T}\right). \quad (1)$$

Диффузионный ток $j_{\text{диф}}$ направлен навстречу $j_\phi + j_0$. Через изолированный полупроводник ток проходить не должен, между диффузионным и дрейфовым токами устанавливается динамическое равновесие

$$j_{\text{диф}} = j_\phi + j_0. \quad (2)$$

Возможны несколько вариантов включения p^+ - n перехода в электрическую цепь:

- При коротком замыкании внешних выводов p^+ - n перехода величина фототока равна

$$j_\phi = j_{\text{диф}} - j_0 = j_0 \left[\exp\left(\frac{U_{xx}}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (3)$$

- При разомкнутых выводах $p^+ - n$ перехода появляется фото ЭДС

$$U_\Phi = \Phi_T \left[\exp\left(\frac{j_\Phi}{j_0}\right) + 1 \right]. \quad (4)$$

- При подключении к освещенному $p^+ - n$ переходу источника обратного смещения с напряжением U ток в цепи будет равен

$$\begin{cases} j = j_{p-n} - j_\Phi; \\ j_{p-n} = j_0 \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right]. \end{cases} \quad (5)$$

Величина тока через освещенный $p^+ - n$ переход определяется уравнением

$$j = j_0 \left[\exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right) - 1 \right] - j_\Phi. \quad (6)$$

При освещении $p^+ - n$ перехода, находящегося под обратным смещением, величина обратного тока возрастает на величину j_Φ . В качестве примера на рис. 2 представлено семейство ВАХ построенных для различных значений световых потоков. При величине светового потока $\Phi_0 = 0$ ВАХ имеет обычный вид. При $\Phi \neq 0$ графики смещаются вниз [1].

Фотодиодный режим реализуется при приложении к $p - n$ переходу обратного напряжения смещения. При последовательном подключении нагрузки между $p - n$ переходом и источником питания, в нагрузке протекает фототок, пропорциональный освещению.

Режим генерации фото ЭДС осуществляется без подключения внешнего напряжения. Ему соответствует квадрант 4 ВАХ (рис. 2).

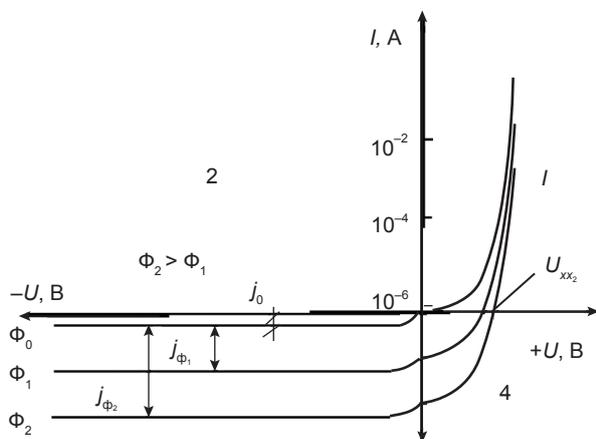


Рис. 2. Семейство ВАХ $p - n$ перехода при различных уровнях освещения

Этот режим применяется в солнечных батареях. Включение $p - n$ перехода фотодиода в прямом направлении практически не используется (1 квадрант).

ПРОВОДИМОСТЬ РАССЕИВАНИЯ

Передача импульса между электронами и дырками определяется процессами рассеивания. Понятие столкновения в кинетическом уравнении для дырок имеет вид

$$\hat{I}_{he} \{f_p\} = \frac{2\pi}{S^2} 2q_e \sum_{\mathbf{p}', \mathbf{q}, \gamma, \gamma'} |u_q|^2 \delta_{\mathbf{p}', \mathbf{p}+\mathbf{q}} |J_{\gamma', \gamma}(\mathbf{q})|^2 \delta(\epsilon_{\mathbf{p}'} + \epsilon_{\gamma'}) \times \\ \times [f_p(1-f_{\mathbf{p}'})\varphi_{\gamma'}(1-\varphi_{\gamma'}) - f_{\mathbf{p}'}(1-f_p)\varphi_{\gamma'}(1-\varphi_{\gamma'})]. \quad (7)$$

Здесь u_q — преобразование Фурье потенциала взаимодействия между электроном и дыркой, S — системная область.

$$\begin{cases} J_{\gamma', \gamma}(\mathbf{q}) = \langle \gamma' | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \gamma \rangle; \\ \gamma = (n, k); \gamma' = (n', k'); \\ \epsilon_p = p^2 / 2m_h, \end{cases} \quad (8)$$

где m_h — эффективная масса дырки.

Из-за однородности пространства количество $\varphi_{\gamma'}$ не зависит от вектора волны и совпадает с функцией распределения равновесия.

$$T = 0 \rightarrow \varphi_{n'}(1-\varphi_n) = 0, n = N_e, \quad (9)$$

где N_e — число последнего частично заполненного уровня Ландау.

Мы рассматриваем столкновения относительно слабого равновесия, предполагая

$$\hat{I}_{he} \{f_p\} = \frac{4\pi q_e}{S^2} \sum_{\mathbf{p}', n, k} R_n(|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|) \varphi_n^{(0)}(1-\varphi_n^{(0)}) \times \\ \times [\delta(\epsilon_p - \epsilon_{\mathbf{p}'}) \delta'(\epsilon_p - \epsilon_{\mathbf{p}'}) eEa^2(\mathbf{p}'_y - \mathbf{p}_y)]. \quad (10)$$

Здесь δf_p линейно в поправке E к функции распределения дырки.

$$R_n(q) = |u_q|^2 L_n^2(q^2 a^2 / 2) e^{-q^2 a^2 / 2}. \quad (11)$$

У функции $R_n(q)$ есть характерный размер в q -пространстве $1/a$. Параметр S определен самым большим из размеров потенциала L и функций волны электронов $2(n+1)$. В координационном пространстве S

соответствует типичному параметру рассеивания. Рассматривая движение дырок, кинетическое уравнение равновесия с учетом функции распределения δf_p имеет вид [2]

$$\begin{cases} e\mathbf{E} \frac{\partial f_p^{(0)}}{\partial \mathbf{p}} + \omega_h [\mathbf{p}, \mathbf{h}] \frac{\partial \delta f_p}{\partial \mathbf{p}} = \hat{I}_{he} \{f_p\}; \\ \omega_h = eH / m_h c, \mathbf{h} = \mathbf{H} / H. \end{cases} \quad (12)$$

ШИРИНА УРОВНЯ ЛАНДАУ

Следствием критического момента для независимого от температуры вклада $e-h$ с учетом влияния рассеивания на проводимость является присутствие уровней Ландау. Есть различные источники расширения этих уровней. Один источник — рассеивание электронов на дырках. Скорость этого рассеивания γ_{eh} может быть рассчитана, суммируя вероятность рассеивания W_γ по конечным состояниям

$$\gamma_{eh} = \frac{m_h^2 q_h T}{\pi^2} \int_0^{2p_{F,h}} dq \frac{R_N^2(q)}{\sqrt{4p_{F,h}^2 - q^2}}. \quad (13)$$

Демпфирование дырок γ_{eh} зависит от D_e и достигает результата при температуре $T \rightarrow 0$. Уменьшение ширины уровня Ландау в зависимости от T , является достаточным условием для его пренебрежения. В проведенных исследованиях была дана оценка параметра $\gamma_{eh}/T \sim m_h e^4 / (\hbar^2 \chi E_{F,h})$ и определено, что если дырки слабо взаимодействуют, он имеет маленькое значение. В частности условие $m_h e^4 / (\hbar^2 \chi^2 E_{F,h}) \ll 1$ не разрешает использовать предел $m_h \rightarrow \infty$, когда дырки становятся эквивалентными неподвижным примесям. В другом исследуемом случае, параметр γ_{eh} может быть получен при достаточно низкой температуре, по сравнению с температурой, вызванной потенциальной и независимой от ширины уровня Ландау γ_i энергией. Это наблюдается потому, что производная потенциала γ_i пропорциональна амплитуде этого потенциала. Появление колебаний потенциала носит последовательный характер. Появившееся приближение определяет ширину уровней Ландау. Исключение составляют примеси малых размеров с δ -потенциалом, для которых часть зон уровня

$1/\pi a^2 - n_i$ появляются при условии — $1/\pi a^2 > n_i$, в то время как в пространстве n_i формируется группа ограниченных зон с конечной шириной. Для уровня Ландау с конечной шириной γ_i рассеивание между частицами зависит от T . Если $T \ll \gamma_i$ — рассеивание $e-h$ не выявлено, то $T \gg \gamma_i$ рассеивание не зависит от ширины уровня. Рассеивание $e-h$ остается действительным для промежуточной температуры при условии $\hbar\omega > T$. В рассеянном пространстве эффект проводимости зависит от квантованных электронов. Электронная проводимость σ_{xx} , вызванная рассеиванием примеси и процессами электронной дырки [3]

$$(\sigma_{xx})_{ei} = \frac{q_e e^2}{\pi^2 \hbar} (N_e + 1/2) (1 - \mu^2). \quad (14)$$

Расстояние между уровнем Ферми и уровнем Ландау с числом N_e связано количеством v .

$$\begin{cases} v = \frac{1}{2\pi} (\pi + 2\mu\sqrt{1-\mu^2} + 2\arcsin \mu); \\ \mu = (\varepsilon_{F,e} - (N_e + 1/2)\omega_e) / \gamma N. \end{cases} \quad (15)$$

При концентрациях примесей $n_i \ll 1/\pi a^2$, стабильность T приводит к достоверным результатам. В более широком диапазоне $n_i \ll 1/\pi a^2$ уровень рассеивания $1/\tau_{he}$ должен быть подправлен фактором $1 - n_i \pi a^2$, отражающим функцию появившегося пространства. Если случай потенциальных колебаний исследован, рассеивание исчезает. При отсутствии рассеивания $e-h$ модель адиабатного транспорта действительна, если электронные центры циклотрона фланируют линии постоянного потенциала. С учетом внутренней области существует одна бесконечная рекурсивная линия колеблющегося потенциала. При наличии электромагнитного поля линия уровня распадается до бесконечных запутанных линий. Дрейф частиц не зависит от скорости, динамики центров циклотрона квантованных электронов и классических дырок. Проводимость электронов исчезает, а проводимость Холла изменяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье показано влияние электрон-дырочного взаимодействия на динамику частиц

в системе, где электроны квантуются, а дырки нет. В этих условиях второй тип носителей электрического заряда играет важную роль дополнительного канала рассеивания. В зависимости от концентрации примеси наблюдается слабое взаимодействие частиц с учетом квантовых уровней. Рассеивание дырок на квантующих электронах происходит, если уровень Ландау частично заполнен. Распределение напряженности E зависит от случайного распределения электронов в поле импульса, а соответствующая энтропия при нулевой T остается конечной. Рассеивание дырок рассчитывается через поправки кинетического уравнения, когда уровень Ферми находится около центра уровней Ландау.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блох М. Д., Магарилл Л. И. Теория фотогальванического эффекта на свободных носителях в магнитном поле // ФТТ. — 1980. — Т. 22, № 8. — С. 2279–2284.

2. Chern Y. F., Dobrovolska M., et al. Interference of electric-dipole and magnetic-dipole interactions in conduction-electron-spin resonance in InSb // Phys. Rev. B. — 1985. — Vol. 32. — P. 890–902.
3. Шека В. И., Хазан Л. С. Зависимость интенсивности спинового резонанса электрона от импульса фотона // Письма в ЖЭТФ. — 1985. — Т. 41. — С. 61–63.

LITERATURA

1. Bloh M. D., Magarill L. I. Teoriya fotogalvanicheskogo effekta na svobodnyh nositelyah v magnitnom pole // FTT. — 1980. — Vol. 22, No. 8. — P. 2279–2284.
2. Chern Y. F., Dobrovolska M., et al. Interference of electric-dipole and magnetic-dipole interactions in conduction-electron-spin resonance in InSb // Phys. Rev. B. — 1985. — Vol. 32. — P. 890–902.
3. Sheka V. I., Hazan L. S. Zavisimost' intensivnosti spinovogo rezonansa elektrona ot impul'sa fotona // Pis'ma v ZhETF. — 1985. — Vol. 41. — P. 61–63.