

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО СИГНАЛА В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

B. C. Егоров, M. C. Нуунупаров

Зависимость продольной проводимости σ двумерной электронной системы ($2D$ -системы) от положения уровня Ферми ϵ_F , в особенности ее нелинейный характер, приводит к ряду существенных явлений в транспортных свойствах системы. Наиболее сильно зависимость $\sigma(\epsilon_F)$ проявляется вблизи порога подвижности при переходе металл—диэлектрик [1], а также в сильных магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла, когда уровень Ферми проходит между уровнями Ландау [2]. В обоих этих случаях величина σ изменяется на несколько порядков в сравнительно узком диапазоне значений ϵ_F , что обусловливает и большие изменения термоэдс, в простейшем приближении пропорциональные логарифмической производной проводимости $Q \sim T \partial \ln \sigma / \partial \epsilon_F$ [1, 3].

В настоящем сообщении проводится обсуждение еще одного эффекта, обвязанного зависимости $\sigma(\epsilon_F)$, а именно возможности появления неоднородных стационарных распределений потенциала $2D$ -системы в условиях, когда извне задается переменный ток.

Схема эксперимента показана на рис. 1, *a* (образец заштрихован). Образцы представляли собой МДП структуру в геометрии диска Корбино. Толщина подзатворного диэлектрика $d=800$ Å, подвижность $2D$ -электронов при $T=4.2$ К и напряжении на затворе $V_g \approx 5$ В составляла ~ 8000 см 2 /В·с. Размеры образцов $\sim 0.2 \div 1$ мм. Напряжение на затворе V_g изменялось в диапазоне 0—10 В и подавалось на X -координату самописца. На Y -координату подавалось напряжение v на нагрузочном сопротивлении R в цепи сток—исток. На рис. 1 показаны характерные зависимости $v(V_g)$ при различном включении источников напряжения либо в положение U_1 —цепь сток—исток, либо в U_2 —цепь затвора.

Включение $U_1=\text{const}$ естественным образом приводило к напряжению v , пропорциональному проводимости образца $\sigma(V_g)$ — кривая 1 ($T=4.2$ К). При более высоких температурах переход диэлектрик—металл размыивается, его начало смещается влево, зависимость $\sigma(V_g)$ становится более пологой. ВАХ образцов при $U_1 \ll V_g$ линейна и не зависит от знака U_1 . Отклонения от закона Ома становятся заметными лишь при сравнительно больших U_1 и также симметричны. Тем не менее включение переменного напряжения $U_2=u_0 \cos \omega t$ (в цепь затвора) приводит к возникновению «выпрямленного» напряжения $v(V_g)$ — кривая 2. Отсутствие тривиального диодного выпрямления, обусловленного симметричностью ВАХ, подтверждается результатом включения этого же напряжения на место U_1 (в цепь сток—исток). В этом случае (кривая 3) эффект оказывается более чем на порядок величины меньше, хотя при обычном диодном выпрямлении результат должен был быть противоположным. Описываемый эффект отсутствует при низких частотах $f < 1$ МГц, его амплитуда своеобразно зависит от частоты в диапазоне $2 < f < 10$ МГц (рис. 2), и он существенно меньше при больших частотах. Область частот, где проявляется этот эффект, для различных образцов одна и та же, однако сама форма зависимости $v(f)$ видоизменяется.

Визуально наблюдаемый сигнал $v \propto \partial \sigma / \partial V_g$. В магнитном поле это проявляется особенно четко, когда $\sigma(V_g)$ становится осциллирующей функцией. Поскольку уровень Ферми $2D$ -электронов $\epsilon_F \propto V_g$, то можно заключить, что наблюдаемое напряжение есть термоэдс, возникающая в образце в результате градиента температуры. Однако оценки возможного

нагрева образца исключают возможность сколько-нибудь заметного градиента температуры, что непосредственно подтверждается отсутствием изменений в наблюдаемом эффекте при резком изменении условий тепло-передачи, а именно при переходе от жидкого гелия к газообразному и при переходе гелия через λ -точку, т. е. в сверхтекучее состояние.¹ Так что возникновение напряжений порядка нескольких десятков милливольт объясняется при помощи термоэдс представляется совершенно невозможным.

В данном случае можно понять происхождение «выпрямленного» сигнала $v \sim \partial\sigma/\partial V_g$, вовсе не привлекая для объяснения градиент темпе-

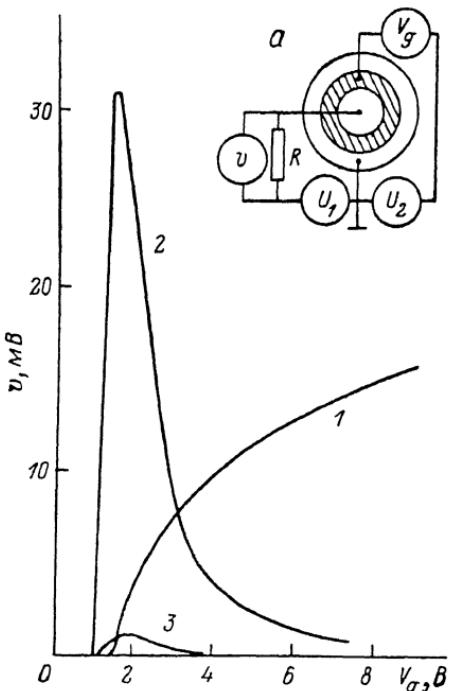


Рис. 1. Зависимости $v(V_g)$ при различном включении источников напряжения.

1 — $v \propto \sigma(V_g)$ при $U_1 = \text{const}$; 2 — $v \propto \partial\sigma/\partial V_g$ при $U_2 = u_0 \cos \omega t$, $\omega = 3.1 \text{ МГц}$, $u_0 = 150 \text{ мВ}$, $R = 50 \text{ кОм}$, $T = 4.2 \text{ К}$; 3 — $v(V_g)$ при включении этого же переменного сигнала в U_1 .

ной локальной плотности заряда. Этого достаточно, чтобы при изменении потенциала в некоторой точке движение электронов, отвечающее зарядке и разрядке локальной «емкости», происходило при различных в среднем значениях проводимости, что и приводит к пространственному разделению заряда. (В обычных металлах такое возможно лишь при частотах, близких к плазменным).

Этот качественный результат можно получить и более строго из решения уравнения непрерывности, которое в одномерном случае с учетом $n(x) e = C \varphi(x)$ имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dx} \left[\sigma \frac{d\varphi}{dx} \right] = \frac{C}{e} \frac{d\varphi}{dx}.$$

Здесь n — концентрация электронов, φ — потенциал, C — удельная емкость. Задание внешнего переменного напряжения определяет граничное

значение температуры, т. е. считая температуру электронов везде равной температуре ванны. Природа наблюдаемого эффекта может быть обусловлена, на наш взгляд, двумя причинами: 1) образец представляет собой большую распределенную емкость, 2) локальная проводимость определяется величи-

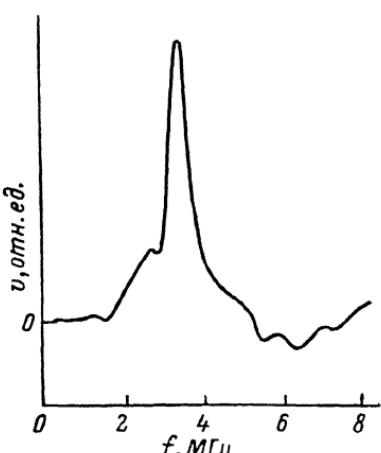


Рис. 2. Характерный вид частотной зависимости v -сигнала. $V_g = \text{const}$, $u_0 = \text{const}$.

¹ Не удается объяснить наблюдаемый эффект и перегревом только электронной подсистемы. Оценка возможного перегрева электронов из условия баланса энергии [7] гораздо меньше, чем это необходимо для обеспечения наблюдаемого напряжения за счет термоэдс.

условие $\varphi(0, t) = V_g + u_0 \cos \omega t$, где потенциал V_g задает исходную концентрацию n_0 . Это уравнение при $u_0 \ll V_g$ имеет в нулевом приближении хорошо известное решение

$$\varphi_0(x, t) = V_g + u_0 \exp(-x/\delta) \cos(\omega t - x/\delta),$$

где $\delta = (e\sigma_0/\omega C)^{1/2}$, $\sigma_0 = \sigma(V_g)$, которое приводит к «скин-эффекту» в квантовом эффекте Холла [4].

В следующем приближении с учетом первой производной проводимости $\sigma(\varphi) = \sigma_0 + \sigma'_0(\varphi - \varphi_0)$ получается уравнение со стационарным источником, общее решение которого

$$\varphi(x, t) = V_g + u_0 \exp(-x/\delta) \cos(\omega t + x/\delta) + \frac{\sigma'_0}{4\sigma_0} u_0^2 [1 - \exp(-2x/\delta)]$$

приводит к появлению в системе постоянной разности потенциалов

$$v = \langle \varphi(0, t) - \varphi(\infty, t) \rangle = \frac{u_0^2}{4} \frac{d \ln \tau_0}{d V_g}.$$

Очевидно, что зависимость от ω должна появиться при учете конкретной формы образца. В эксперименте при малых u_0 наблюдается зависимость $v(u_0)$, близкая к квадратичной, однако при увеличении $u_0 \geq 10^{-2} V_g$ степень понижается.

Следует отметить, что при $u_0=0$ остается небольшое аналогичное по характеру постоянное напряжение $v \sim \partial \sigma / \partial V_g$ порядка нескольких микровольт. Естественно думать, что причиной его может быть коротковолновая помеха, проникающая в измерительную схему. Это подтверждается заметным влиянием экранов на амплитуду эффекта. В постоянном магнитном поле это остаточное напряжение осциллирует, как отмечалось выше, и периодичность соответствует заполнению уровней Ландау. Соответственно этому и в зависимости $v(H)$ при $V_g = \text{const}$ и $u_0=0$ также наблюдаются осцилляции. О наблюдении такого рода осцилляций уже сообщалось ранее [5, 6]. Поскольку качественный характер описанных в [5, 6] осцилляций совпадает с поведением описанного «выпрямленного» v -сигнала, мы думаем, что эти эффекты имеют одинаковую природу.

В заключение мы хотим отметить некоторые экспериментальные следствия. Во-первых, тесная аналогия v -сигнала с термоэдс, отмеченная выше, позволяет значительно более простыми экспериментальными средствами изучать производную проводимости 2D-электронных систем. Вторым важным следствием является, на наш взгляд, возможность точного определения точек с нулевой производной $\partial v / \partial \epsilon_F$, что представляет значительный интерес при изучении квантового эффекта Холла.

Авторы выражают благодарность Л. А. Максимову, М. И. Резникову, С. И. Дорожкину за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, vol. 54, N 2, p. 437–672.
- [2] Von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, p. 494–497.
- [3] Zawadzki W. Physica, 1984, vol. 127 B, p. 388–392.
- [4] Дорожкин С. И., Шашкин А. А., Житенев Н. Б., Долгополов В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 4, с. 189–192.
- [5] Веселаго В. Г., Заваринский В. Н., Нуунапаров М. С., Беркут А. Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, с. 382–384.
- [6] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крецук А. М. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 2, с. 95–98.
- [7] Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977, с. 615.

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.