

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТЕРМОЭДС ПРИМЕСНОГО МЕТАЛЛА

К. Д. Белащенко*, Д. В. Ливанов, А. В. Сергеев**

*Московский институт стали и сплавов
117936, Москва, Россия*

** Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

*** Московский государственный педагогический университет
119435, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 июня 1996 г.

Рассмотрен новый кинетический эффект, связанный с влиянием электрон-электронного взаимодействия на термоэлектрический коэффициент η проводника с малой длиной свободного пробега электронов l . Этот эффект пропорционален фактору электрон-дырочной асимметрии $(\epsilon_F \tau)^{-1}$ и действительной части диффузионно-усиленного кулоновского пропагатора с характерными волновыми векторами вплоть до l^{-1} . В отличие от поправок за счет слабой локализации, рассмотренный эффект в двумерном случае характеризуется логарифмической зависимостью η от температуры и дает основной вклад в дифференциальную термоэдс.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные теоретические и экспериментальные исследования показали, что интерференция электрон-электронного и электрон-примесного взаимодействий в примесном проводнике коренным образом модифицирует как термодинамические (плотность электронных состояний, теплоемкость), так и кинетические (проводимость, термоэдс, теплопроводность и т.д.) свойства системы [1, 2]. Для низкоразмерных проводников интерференция приводит к нетривиальным нефермижидкостным поправкам [2]. В частности, к настоящему времени установлено, что интерференционные поправки к проводимости имеют вид

$$\frac{\Delta\sigma_{e-e}^{3d}}{\sigma_0} \sim \frac{(T\tau)^{1/2}}{(\epsilon_F \tau)^2}, \quad \frac{\Delta\sigma_{e-e}^{2d}}{\sigma_0} \sim \frac{1}{\epsilon_F \tau} \ln(T\tau) \quad (1)$$

(σ_0 — остаточная проводимость, T — температура, τ — время релаксации импульса электрона за счет рассеяния на примесях, ϵ_F — энергия Ферми). Ряд работ [3–5] посвящен теоретическому исследованию влияния электрон-электронного взаимодействия на термоэлектрический коэффициент η в примесном проводнике, причем акцент был сделан на наиболее интересный двумерный случай. Для оценки термоэлектрического коэффициента из выражения для проводимости необходимо понять две величины. Во-первых, отсчитываемую от уровня Ферми характерную энергию электронов ϵ^* . Во-вторых, фактор электрон-дырочной асимметрии b_{as} , который равен отношению разности чисел электронов и дырок к числу электронов. Для невзаимодействующих электронов $\epsilon^* \sim T$ и $b_{as} \sim T/\epsilon_F$, поэтому $\eta_0 \sim (\epsilon^*/eT)b_{as}\sigma_0 \sim (T/e\epsilon_F)\sigma_0$. В рабо-

тах [3, 5] был получен результат, аналогичный случаю невзаимодействующих электронов: $\Delta\eta_{int} \sim T/(e\epsilon_F)\Delta\sigma_{int}$. В работе [4] была найдена более сингулярная поправка. Сложности вычисления термоэлектрического коэффициента методом Кубо–Гринвуда (линейного отклика), который использовался авторами [4], связаны с необходимостью учета всех поправок к оператору теплового потока от взаимодействия. Сам оператор может быть выражен через временные производные от электронных полевых операторов (т. е. через электронную частоту). В другом представлении оператора теплового потока эти производные пересчитываются через уравнения движения, и электронная частота представляется как сумма кинетической и потенциальной энергий электрона [6]. В работе [4] к первому представлению оператора теплового потока были добавлены члены с потенциальной энергией электрон-электронного взаимодействия из второго представления, что привело к ошибочному большому результату.

В настоящей работе мы также рассмотрим влияние электрон-электронного взаимодействия на термоэлектрический коэффициент. Мы изучим эффект, принципиально отличающийся от исследованного ранее в работах [3–5], который оказывается по параметру $(T\tau)^{-1}$ больше результата работ [3, 5]. В отличие от этих работ, где электрон-дырочная асимметрия выделялась за счет разложения всех величин вблизи поверхности Ферми, мы выделим асимметрию, удерживая в первом порядке множитель

$$c_{as} = \frac{1}{\pi\nu\tau} \int d\mathbf{p} G^A(\mathbf{p}, \epsilon) G^A(\mathbf{p}, \epsilon) \sim \frac{i}{\epsilon_{FT}}$$

(здесь и далее мы ограничиваемся случаем параболической зоны). Для системы с электрон-дырочной симметрией последнее выражение очевидно равно нулю в силу аналитических свойств. Дополнительная мнимость в c_{as} заставляет нас при вычислении термоэлектрического коэффициента учитывать действительную часть диффузионно-усиленного кулоновского пропагатора, в то время как в работах [3–5] учитывалась мнимая часть этого пропагатора.

Новый эффект можно определить как «перенормировку» термоэлектрического коэффициента электрон-электронным взаимодействием в примесном проводнике. По нашему мнению, аналогия с перенормировкой электронной плотности состояний электрон-фононным взаимодействием здесь более чем уместна. Напомним, что последняя пропорциональна действительной части фононного пропагатора (кинетические эффекты пропорциональны мнимой части), и определяется объемом всей фононной подсистемы в q -пространстве, т. е. виртуальными фононами с волновыми векторами вплоть до дебаевского. Рассматриваемый эффект также пропорционален действительной части бозонного пропагатора. Диффузионное усиление кулоновского пропагатора ограничено волновыми векторами $q \sim 1/l$ (где l — длина свободного пробега электронов), соответственно для всех размерностей величина эффекта определяется объемом этой области. Как и в перенормировке плотности состояний электрон-фононным взаимодействием, характерная электронная энергия здесь много меньше энергии бозона, в случае термоэдс $\epsilon^* \sim T$.

Рассматриваемая поправка к термоэлектрическому коэффициенту может быть оценена через поправку к плотности состояний, обусловленную электрон-электронным взаимодействием $\Delta\nu_{int}(\epsilon)$ [2], как

$$\Delta\eta_{int} \sim \frac{\epsilon^*}{T} \frac{c_{as}}{b_{as}} \frac{\Delta\nu_{int}}{\nu_0} \eta_0.$$

Учитывая выражения для поправки к плотности состояний за счет диффузионно-усиленного кулоновского взаимодействия, в двумерном случае получим: $\Delta\eta_{int}^{2d} \sim \sim \eta_0(T\tau)^{-1}(\epsilon_{FT})^{-1} \ln(T\tau)$. Как мы уже отмечали, эффект перенормировки доминирует над кинетическим эффектом, исследованным в [3, 5], по параметру $(T\tau)^{-1}$, который возникает за счет различных факторов электрон-дырочной асимметрии.

Для вычисления поправок к термоэлектрическому коэффициенту мы будем использовать метод квантового кинетического уравнения, который в этой задаче имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с методом линейного отклика. При вычислении электрического тока как отклика на градиент температуры вопроса о поправках к оператору теплового потока вообще не возникает.

2. РАСЧЕТ ТЕРМОЭДС

При вычислении поправок к термоэдс примесного металла за счет электрон-электронного взаимодействия мы будем использовать метод квантового кинетического уравнения, развитый на основе диаграммной техники Келдыша [7]. Ранее этот метод применялся для расчета поправок к примесной проводимости, связанных с электрон-электронным [8] и электрон-фононным [9] взаимодействиями, а также для вычисления фононной перенормировки термоэдс [10] и поправок к теплопроводности за счет электрон-электронного взаимодействия [6].

В технике Келдыша гриновская функция и собственная энергия электрона, а также потенциал электрон-электронного взаимодействия представляются матрицами:

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} 0 & G^A \\ G^R & G^C \end{pmatrix}, \quad \hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma^C & \Sigma^R \\ \Sigma^A & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{V} = \begin{pmatrix} 0 & V^A \\ V^R & V^C \end{pmatrix}, \quad (2)$$

а вершины взаимодействия — тензорами.

Без учета электрон-электронного взаимодействия гриновская функция электрона, усредненная по положению примесей, равна

$$G_0^R(\mathbf{p}, \epsilon) = (\epsilon - \xi_p + i/2\tau_\epsilon)^{-1} = [G_0^A(\mathbf{p}, \epsilon)]^*, \quad \xi_p = (p^2 - p_F^2)/2m, \quad (3)$$

где τ_ϵ — время релаксации импульса электрона с частотой ϵ за счет рассеяния на примесях, p_F — импульс Ферми.

Экранированный потенциал электрон-электронного взаимодействия в случае малых импульсов и энергий $ql \ll 1$, $\omega\tau \ll 1$ (но при $p_F l \gg 1$, где $l = v_{FT}$) имеет вид [2]

$$V^R(\mathbf{q}, \omega) = [V^A(\mathbf{q}, \omega)]^* = 4\pi e^2 \left(q^2 + \frac{k_3^2 D q^2}{-i\omega + Dq^2} \right)^{-1}, \quad d = 3, \quad (4)$$

$$V^R(\mathbf{q}, \omega) = [V^A(\mathbf{q}, \omega)]^* = 2\pi e^2 \left(|q| + \frac{k_2 D q^2}{-i\omega + Dq^2} \right)^{-1}, \quad d = 2.$$

Здесь d — размерность электронной системы, $D = v_F^2 \tau / d$ — коэффициент диффузии электронов, $k_3^2 = 4\pi e^2 \nu_3$, $k_2 = 2\pi e^2 \nu_2$ ($\nu_3 = mp_F / \pi^2$, $\nu_2 = m / 2\pi$, $\nu_1 = \nu_3 a^2$), a — характерный размер образца. В квазидвумерном случае $k_2 = k_3^2 a / 2$.

Для электронной системы, находящейся в равновесии:

$$G^C(\mathbf{q}, \omega) = S_0(\epsilon) [G^A(\mathbf{p}, \epsilon) - G^R(\mathbf{p}, \epsilon)],$$

$$V^C(\mathbf{q}, \omega) = -(2N_\omega + 1) [V^A(\mathbf{q}, \omega) - V^R(\mathbf{q}, \omega)],$$

$$S_0(\epsilon) = -\text{th}(\epsilon/2T), \quad N_\omega = (\exp(\omega/T) - 1)^{-1}. \quad (5)$$

Ввиду того что метод квантового кинетического уравнения детально описан в [7], а применительно к задаче о термоэдс представлен в [10], ниже мы приведем формулы, лишь непосредственно относящиеся к расчету. Как и в работе [10], нашей целью является расчет электронного тока, возникающего под действием градиента температуры ∇T .

Эффекты электрон-электронного взаимодействия и неравновесность системы будем учитывать в первом порядке теории возмущений. Без учета электрон-электронного взаимодействия неравновесная добавка к функции распределения имеет известный вид:

$$\phi_0(\mathbf{p}, \epsilon) = \tau_\epsilon \mathbf{v} \nabla T \frac{\partial S_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} \frac{\epsilon}{T}. \quad (6)$$

Учет пространственной неоднородности в импульсном представлении естественным образом приводит к поправкам в виде скобок Пуассона:

$$\{A, B\} = \left(\frac{\partial A}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial B}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial A}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial B}{\partial \mathbf{R}} \right), \quad (7)$$

где в случае градиента температуры $\nabla_R = \nabla T \partial / \partial T$.

Добавка к термоэдс связана как с поправками к функции распределения, так и с различными добавками к электронной плотности состояний:

$$\begin{aligned} \Delta \eta = & \frac{2e}{|\nabla T|} \int \frac{d^3 p d\epsilon}{(2\pi)^4} (\mathbf{v} \mathbf{n}) \{ \phi_1 \text{Im} G_0^A + \phi_0 \text{Im} [\delta_{int} G^A(S_0)] + \\ & + S_0 \text{Im} [\delta_{int} G^A(\phi_0)] + S_0 \text{Im} [\delta G^A(S_0)] \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль ∇T , $\phi_1(\mathbf{p}, \epsilon)$ — поправка к электронной функции распределения в первом порядке теории возмущений по взаимодействию:

$$\phi_1(\mathbf{p}, \epsilon) = \tau_\epsilon [I_{e-e}(S_0 + \phi_0) + \delta_{int} I_{e-imp}(S_0 + \phi_0)], \quad (9)$$

где I_{e-e} — электронный интеграл столкновений с эффективным матричным элементом, модифицированным электрон-электронным взаимодействием, $\delta_{int} I_{e-imp}$ — добавка к примесному интегралу столкновений за счет перенормировки плотности состояний электронов. Последняя определяется $\delta_{int} G^A$, непосредственно связанной с собственно-энергетической частью формулой

$$\delta_{int} G^A = (G_0^A)^2 \Sigma_{e-e}^A(S_0 + \phi_0). \quad (10)$$

При этом во втором члене в (8) Σ_{e-e}^A вычисляется на равновесной электронной функции распределения $S_0(\epsilon)$, а в третьем учитывается поправка к функции распределения ϕ_0 (6). Четвертый член в (8) связан с поправками к собственно-энергетической части в виде скобок Пуассона $\delta \Sigma_{e-e}^A$:

$$\delta G^A = (G_0^A)^2 \delta \Sigma_{e-e}^A. \quad (11)$$



Рис. 1. Диаграмма собственной энергии электрона, учитывающая электрон-электронное взаимодействие в первом порядке теории возмущений

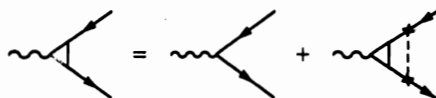


Рис. 2. Вершина электрон-электронного взаимодействия с учетом электрон-примесного рассеяния в лестничном приближении

По аналогии с вычислением поправок от электрон-электронного взаимодействия к проводимости и теплопроводности основной вклад в термоэдс следует ожидать как от членов, содержащих особенность в виде диффузионного полюса $(-i\omega + Dq^2)^{-1}$ в кубе с дополнительным квадратом переданного импульса в числителе, так и от членов с квадратом диффузионного полюса.

В отличие от проводимости, термоэдс содержит дополнительную степень электронной частоты ϵ , поэтому после интегрирования комбинации электронных функций распределения по ϵ возникает четная функция ω . Таким образом, при вычислении термоэдс вместо $\text{Im } V^{A,R}(\mathbf{q}, \omega)(-i\omega + Dq^2)^{-n}$ — нечетной функции ω — следует выделить члены с четной по ω действительной частью этой функции. Последнее достигается тем, что при разложении по параметру $(\epsilon_F \tau)^{-1}$ в интегралах от произведения электронных гриновских функций возникает дополнительная мнимость.

Диаграмма собственной энергии, учитывающая электрон-электронное взаимодействие в приближении хаотических фаз, представлена на рис. 1. Соответствующее выражение имеет вид

$$\Sigma_{\epsilon-\epsilon}^{ij} = i \int \frac{d^d q d\omega}{(2\pi)^{d+1}} V^{kl}(\mathbf{q}, \omega) \left\{ \Gamma_{ii'}^k G_{i'j'}^l(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \Gamma_{j'j}^l + \right. \\ \left. + \frac{i}{2} \Gamma_{ii'}^k \{ G_{i'j'}^l(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega), \Gamma_{j'j}^l \} + \frac{i}{2} \{ \Gamma_{ii'}^k, G_{i'j'}^l(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \} \Gamma_{j'j}^l \right\}, \quad (12)$$

где под $\hat{\Gamma}^l = \hat{\Gamma}_0^l + \delta\hat{\Gamma}^l$ следует понимать точную по электрон-примесному взаимодействию вершину. Волнистой линией на рис. 1 показан экранированный потенциал электрон-электронного взаимодействия.

Перенормированная примесными вершина электрон-электронного взаимодействия $\hat{\Gamma}_0^k$ (без учета поправок в виде скобок Пуассона) в лестничном приближении находится из решения следующего матричного уравнения, соответствующего рис. 2:

$$\hat{\Gamma}_0^k = \hat{\gamma}^k + \frac{1}{\pi \nu_\epsilon \tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^3} \hat{\sigma}_x \hat{G}(\mathbf{p}, \epsilon) \hat{\Gamma}_0^k \hat{G}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \hat{\sigma}_x, \quad (13)$$

где $\hat{\gamma}^k$ — затравочная кулоновская вершина, $\hat{\sigma}_x$ — матрица Паули. Компоненты пере-

нормированной вершины в первом порядке по $(\epsilon_{FT})^{-1}$ имеют вид

$$\begin{aligned}\Gamma_{22}^k &= \frac{\gamma_{22}^k}{1-\zeta}, \quad \Gamma_{12}^k = \frac{\gamma_{12}^k}{1-\zeta^R} + S(\epsilon)\gamma_{22}^k \left[\frac{1}{1-\zeta} - \frac{1}{1-\zeta^R} \right], \\ \Gamma_{21}^k &= \frac{\gamma_{21}^k}{1-\zeta^A} - S(\epsilon + \omega)\gamma_{22}^k \left[\frac{1}{1-\zeta} - \frac{1}{1-\zeta^A} \right], \\ \Gamma_{11}^k &= \frac{\gamma_{11}^k}{1-\zeta^*} + S(\epsilon + \omega)\gamma_{12}^k \left[\frac{1}{1-\zeta^R} - \frac{1}{1-\zeta^*} \right] - S(\epsilon)\gamma_{21}^k \left[\frac{1}{1-\zeta} - \frac{1}{1-\zeta^R} \right] + \\ &+ S(\epsilon)S(\epsilon + \omega)\gamma_{22}^k \left[\frac{1}{1-\zeta} + \frac{1}{1-\zeta^*} - \frac{1}{1-\zeta^*} \left(\frac{1}{1-\zeta^A} + \frac{1}{1-\zeta^R} \right) \right],\end{aligned}\quad (14)$$

где

$$\begin{aligned}\zeta &= \frac{1}{\pi\nu_\epsilon\tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} G^A(\mathbf{p}, \epsilon) G^R(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) = 1 + i\omega\tau - Dq^2\tau, \\ \zeta^A &= (\zeta^R)^* = \frac{1}{\pi\nu_\epsilon\tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} G^A(\mathbf{p}, \epsilon) G^A(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) = (2-d)\frac{i}{4\epsilon_{FT}}\end{aligned}\quad (15)$$

(при условиях $ql \ll 1$, $\omega\tau \ll 1$). Как видно из выражений (14), члены первого порядка по $(\epsilon_{FT})^{-1}$ в вершине $\hat{\Gamma}_0$ не содержат особенностей в виде диффузионного полюса и поэтому могут не учитываться в последующих вычислениях.

В соответствии с (13) уравнение для поправок к вершине $\hat{\Gamma}_0^k$ за счет скобок Пуассона имеет вид

$$\begin{aligned}\delta\hat{\Gamma}^k &= \frac{1}{\pi\nu_\epsilon\tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} \hat{\sigma}_x \left[\hat{G}(\mathbf{p}, \epsilon) \delta\hat{\Gamma}^k \hat{G}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) + \right. \\ &+ \left. \frac{i}{2} \left\{ \hat{G}(\mathbf{p}, \epsilon), \hat{\Gamma}_0^k \right\} \hat{G}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) + \frac{i}{2} \hat{G}(\mathbf{p}, \epsilon) \left\{ \hat{\Gamma}_0^k, \hat{G}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \right\} \right] \hat{\sigma}_x.\end{aligned}\quad (16)$$

Переходя к непосредственному расчету, отметим, что первый порядок по $(\epsilon_{FT})^{-1}$ от проинтегрированного по импульсу электрона произведения гриновских функций возникает при разложении электронной скорости и плотности состояний вблизи поверхности Ферми, за счет конечного нижнего предела при интегрировании по ξ_p , а также разложения по q/p_F в слагаемых, где без такого разложения угловое интегрирование давало порядок $ql \ll 1$. Приведем выражения для необходимых нам в дальнейшем интегралов:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\pi\nu_\epsilon\tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} (\mathbf{v}\mathbf{n})^2 [G^A(\mathbf{p}, \epsilon)]^2 G^R(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) &= \frac{i}{d} v_F^2 \tau \left(1 + \frac{3i}{4\epsilon_{FT}} \right), \\ \frac{1}{\pi\nu_\epsilon\tau_\epsilon} \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} (\mathbf{v}\mathbf{n})^2 [G^A(\mathbf{p}, \epsilon)]^2 [G^R(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega)]^2 &= \frac{2}{d} v_F^2 \tau^2.\end{aligned}\quad (17)$$

Как отмечалось выше, следует рассмотреть как члены, содержащие куб диффузионного полюса с дополнительными степенями q в числителе, так и члены с квадратом диффузионного полюса. В соответствии с [7] поправка с тройным диффузионным полюсом



Рис. 3. Диаграмма собственной энергии электрона, описывающая перенормировку примесного интеграла столкновений за счет электрон-электронного взаимодействия. Двойная линия соответствует гриновской функции электрона с учетом электрон-электронного взаимодействия

возникает за счет $\delta\Gamma_{11}^2$ — добавки в виде скобок Пуассона к равновесной компоненте вершины Γ_{11}^2 , пропорциональной квадрату диффузионного полюса, — которая может быть найдена из уравнения (16):

$$\delta\Gamma_{11}^2 = \frac{i}{2^{2/3}} \frac{\epsilon}{T} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (S(\epsilon + \omega) - S(\epsilon)) \frac{1}{(1 - \zeta)^2} \frac{1}{\pi \nu_\epsilon \tau_\epsilon} \times \int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} \mathbf{n} \left(G^A(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} G^R(\mathbf{p}, \epsilon) - G^A(\mathbf{p}, \epsilon) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} G^R(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega) \right). \quad (18)$$

Используя интегралы (17), найдем, что $\delta\Gamma_{11}^2$ не содержит поправок первого порядка по $(\epsilon_F \tau)^{-1}$. В результате

$$\delta\Gamma_{22}^1 = -\frac{i\zeta}{2^{1/2}(1 - \zeta)^2} \frac{\partial \zeta}{\partial q} |\nabla T| \left(\frac{\partial S_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} \frac{\epsilon}{T} + \frac{\partial S_0(\epsilon + \omega)}{\partial \epsilon} \frac{\epsilon + \omega}{T} \right). \quad (19)$$

Нелокальные поправки к интегралу столкновений δI , содержащие $\delta\Gamma_{11}^2$, сокращаются, как и при расчете проводимости. Наконец, третий член в (8) — поправка к плотности состояний в виде скобок Пуассона, который при учете $\delta\Gamma_{11}^2$ давал основной вклад в проводимость, содержит следующий интеграл от произведения электронных гриновских функций:

$$\int \frac{d^d p}{(2\pi)^d} (\mathbf{v}\mathbf{n})(\mathbf{q}\mathbf{n}) [G^A(\mathbf{p}, \epsilon)]^2 G^R(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega). \quad (20)$$

Последнее выражение не содержит мнимых членов порядка $(\epsilon_F \tau)^{-1}$, и, таким образом, поправки, содержащие куб диффузионного полюса, не дают вклада в термоэдс.

Рассмотрим теперь члены с квадратом диффузионного полюса. Интеграл столкновений, соответствующий диаграмме собственной энергии на рис. 1, имеет вид

$$I_{e-e}(S) = \phi_0(\epsilon, \mathbf{p}) \int \frac{d^d q d\omega}{(2\pi)^{d+1}} (S(\epsilon + \omega) - S(\epsilon)) \text{Re} \frac{V^A(\mathbf{q}, \omega) G^A(\mathbf{p} + \mathbf{q}, \epsilon + \omega)}{(1 - \zeta^*)^2}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (9) и выполняя интегрирование по электронному импульсу, с учетом (20) получим

$$\Delta\eta_1' = -\frac{\pi \nu \tau v^2}{4\epsilon_F a^{3-d}} \text{Re} \int \frac{d\epsilon d\omega}{(2\pi)^2} (S_0(\epsilon + \omega) - S_0(\epsilon)) \frac{\partial S_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} \frac{\epsilon}{T} \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{V^R(\mathbf{q}, \omega)}{(1 - \zeta)^2}. \quad (22)$$

В первый член в (8) входит также неравновесная функция распределения за счет поправки к примесному интегралу столкновений при учете электрон-электронного взаимодействия $\Delta\eta_1''$ (соответствующая диаграмма собственной энергии показана на рис. 3)

$$\delta_{e-e} I_{e-imp} = \frac{2}{\pi \nu_\epsilon \tau_\epsilon} \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{d\epsilon}{2\pi} [S(\mathbf{k}, \epsilon) - S(\mathbf{p}, \epsilon)] \delta_{int} G^A(\mathbf{k}, \epsilon). \quad (23)$$

Подставляя (23) в (9) и далее в (8), после интегрирования по \mathbf{p} с учетом (17) найдем:

$$\Delta\eta_1'' = \frac{1}{3}\Delta\eta_1'. \quad (24)$$

Второй член в (8) — равновесная поправка от взаимодействия к плотности состояний — также дает вклад в термоэдс:

$$\Delta\eta_2 = -\Delta\eta_1'. \quad (25)$$

Отметим также, что третий член в (8) — неравновесная нелокальная поправка к плотности состояний, существенная при вычислении проводимости и пропорциональная интегралу (20) — также не содержит интересующей нас мнимой части порядка $(\epsilon_{FT})^{-1}$.

После интегрирования по ϵ получим полную поправку к термоэлектрическому коэффициенту окончательно в виде

$$\Delta\eta^d = \frac{e\nu_d D_d}{16\pi\epsilon_{FT}a^{3-d}T} \int d\omega \left(\omega^2 \frac{d}{d\omega} (2N_\omega + 1) + 2T \right) \operatorname{Re} \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{V^R(\mathbf{q}, \omega)}{(-i\omega + Dq^2)^2}. \quad (26)$$

В трехмерном по взаимодействию случае в соответствии с (4) при $q \ll k_3$ и $q \sim (\omega/D)^{1/2}$:

$$\frac{Dq^2}{-i\omega + Dq^2} V^R(\mathbf{q}, \omega) \approx \frac{1}{\nu_3}. \quad (27)$$

Далее проводим в (22) интегрирование по q и ω . Отметим, что интеграл по ω формально расходится на верхнем пределе. Однако, как и случае вычисления поправок от электрон-электронного взаимодействия к плотности состояний и термодинамическому потенциалу, расходимость обрезается на величине $1/\tau$, что определено пределами применимости диффузионного приближения. Окончательно имеем:

$$\Delta\eta^{3d} = \frac{6^{1/2}}{16\pi^2} \frac{e}{l\epsilon_{FT}}. \quad (28)$$

Для электронного газа с двумерным спектром электрон-дырочная асимметрия отсутствует, и согласно (15) поправка к термоэлектрическому коэффициенту равна нулю. Понижение размерности в данной задаче мы связываем с понижением размерности эффективного кулоновского взаимодействия (4), считая, что электронный спектр остается трехмерным.

Подробнее остановимся на двумерном случае. Отметим, что поскольку характерная энергия $\omega \sim 1/\tau$, переход от трехмерного к двумерному случаю соответствует критической толщине образца $d \sim (D/\omega)^{1/2} \sim l$. Здесь, как и при вычислении поправок от электрон-электронного взаимодействия к плотности состояний и теплопроводности, при использовании приближения (27) интеграл по q расходится на нижнем пределе. В этом случае уже нельзя пренебречь $|q|$ в знаменателе (4). Однако, в отличие от [2, 6], из-за того что четность по ω подынтегрального выражения при вычислении термоэдс меняется по сравнению с вычислением теплопроводности, нас, как уже отмечалось, интересует действительная часть интеграла от произведения квадрата диффузионного полюса и экранированного кулоновского потенциала. По этой причине уже нельзя, как в [6],

ограничиться при интегрировании по q логарифмическим приближением. Вычисляя точно необходимый интеграл, получим в главном порядке по параметру $(\epsilon_F \tau)^{-1} \ll 1$:

$$\operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{dq}{(-i\omega + Dq^2)(-i\omega + Dk_2|q|)} = -\frac{\pi}{4k_2 D|\omega|}. \quad (29)$$

Окончательно

$$\Delta\eta^{2d} = \frac{e}{64\pi} \frac{1}{a\epsilon_F \tau} \ln(T\tau). \quad (30)$$

Отметим, что в отличие от вычисления проводимости [2] как в трехмерном, так и в двумерном случае ответ происходит от верхнего предела интегрирования в интеграле по ω . Это связано с тем, что для проводимости в трехмерном случае такое интегрирование давало температурно-независящую постоянную, сводящуюся к перенормировке остаточной проводимости. При вычислении термоэдс надо иметь в виду, что диффузионная часть линейна по температуре и поэтому поправка типа (28) является нетривиальной. Конечно, пределы применимости первого порядка теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию накладывают ограничения на абсолютную величину поправки: $\Delta\eta \ll \eta_0$ ($\eta_0 = -(2/9)eT\tau\rho_F$ — термоэлектрический коэффициент металла без учета электрон-электронного взаимодействия). Отсюда следует область применимости выражения (28): $1/(\epsilon_F \tau)^2 \ll T\tau \ll 1$ (правое неравенство обусловлено диффузионным приближением).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом настоящей работы является вычисление многочастичной поправки к термоэлектрическому коэффициенту за счет диффузионно-усиленного межэлектронного взаимодействия. Рассмотренный нами эффект «перенормировки», пропорциональной действительной части кулоновского пропагатора, с фактором электронно-дырочной асимметрии $i/(\epsilon_F \tau)$ оказывается по порядку $(T\tau)^{-1}$ больше изученного ранее [3, 5] «кинетического» эффекта.

Величиной, обычно измеряемой экспериментально, является дифференциальная термоэдс (коэффициент Зеебека): $S = -\eta/\sigma$, которая с учетом возникающих поправок имеет вид

$$S = S_0 \left(1 - \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} + \frac{\Delta\eta}{\eta_0} \right), \quad (31)$$

где $S_0 = -\eta_0/\sigma_0 = \pi^2 T/3e\epsilon_F$. В неупорядоченной металлической системе многочастичные поправки к термоэлектрическому коэффициенту и проводимости, входящие в (31), обусловлены как электрон-электронным взаимодействием, так и слабой локализацией. Для сравнения различных вкладов выпишем относительные выражения для поправок к термоэлектрическому коэффициенту, вычисленных выше:

$$\frac{\Delta\eta^{3d}}{\eta_0} \approx -\frac{1}{(T\tau)(\epsilon_F \tau)^2}, \quad \frac{\Delta\eta^{2d}}{\eta_0} \approx -\frac{1}{(T\tau)(\epsilon_F \tau)} \ln(T\tau). \quad (32)$$

В двумерном случае относительная поправка усилена большим логарифмическим фактором. Для сравнения приведем выражения для поправок к проводимости и термоэлектрическому коэффициенту за счет слабой локализации [11, 12]:

$$\frac{\Delta\sigma_{loc}^{3d}}{\sigma_0} \sim -\frac{1}{(\epsilon_{FT})(p_F L_\phi)}, \quad \frac{\Delta\sigma_{loc}^{2d}}{\sigma_0} \sim -\frac{1}{\epsilon_{FT}} \ln \frac{L_\phi}{l},$$

$$\frac{\Delta\eta_{loc}^{3d}}{\eta_0} \sim \frac{1}{(\epsilon_{FT})(p_F L_\phi)}, \quad \frac{\Delta\eta_{loc}^{2d}}{\eta_0} \sim \frac{1}{\epsilon_{FT}} \quad (33)$$

(L_ϕ — длина рассеяния со сбоем фазы). Сравнение поправок к термоэлектрическому коэффициенту за счет электрон-электронного взаимодействия (32) и слабой локализации (33), а также поправок к проводимости (1), (33) показывает, что в двумерном случае найденная в данной работе поправка к термоэлектрическому коэффициенту всегда дает основной вклад в термоэдс, в то время как в трехмерном случае локализационные поправки могут играть существенную роль в зависимости от величины L_ϕ . Отметим, что хотя в трехмерном случае полученная поправка оказывается температурно-независимой, она может быть выделена экспериментально на фоне линейной по температуре диффузионной термоэдс. В двумерном случае, в отличие от поправки за счет слабой локализации, вычисленная поправка содержит характерный логарифмический фактор и также может наблюдаться экспериментально.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта 97-02-16877. Один из авторов (А. В. С.) также благодарен программе «Физика твердотельных наноструктур».

Литература

1. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-electron Interaction in Disordered Systems*, ed. by A. L. Efros, M. Pollak, Amsterdam, Oxford, N. Y., Tokio, North Holland (1985), p. 1.
3. C. S. Ting, A. Houghton, and J. R. Senna, *Phys. Rev. B* **25**, 1439 (1982).
4. J. P. M. Hsu, A. Kapitulnik, and M. Yu. Reizer, *Phys. Rev. B* **38**, 5260 (1989).
5. M. Fabrizio, C. Castellani, and G. Strinati, *Phys. Rev. B* **43**, 11088 (1991).
6. Д. В. Ливанов, М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **99**, 1360 (1991).
7. Б. Л. Альтшулер, *ЖЭТФ* **75**, 1330 (1978).
8. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *Письма ЖЭТФ* **30**, 514 (1979).
9. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **92**, 2291 (1987).
10. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **93**, 2191 (1987).
11. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979); Л. П. Горьков, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 248 (1979).
12. В. В. Афонин, Ю. М. Гальперин, В. Л. Гуревич, *ЖЭТФ* **87**, 335 (1984).