

Термоэдс латтинжеровской жидкости

© Ю.В. Иванов, О.Н. Урюпин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yu.ivanov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 20 декабря 2018 г.

В окончательной редакции 24 декабря 2018 г.

Принята к публикации 28 декабря 2018 г.)

Рассчитана термоэдс латтинжеровской жидкости с потенциальным барьером. Учтен дальнедействующий характер электрон-электронного взаимодействия. Показано, что увеличение радиуса взаимодействия качественно изменяет температурную зависимость термоэдс. При малых температурах коэффициент Зеебека латтинжеровской жидкости значительно меньше соответствующего коэффициента одномерного ферми-газа. С ростом температуры термоэдс быстро увеличивается и может превысить термоэдс ферми-газа. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными для квазиодномерных проволок InSb толщиной 5 нм.

DOI: 10.21883/FTP.2019.05.47556.14

В одномерных проводниках электрон-электронное взаимодействие приводит к образованию сильно коррелированного состояния [1,2], названного латтинжеровской жидкостью (ЛЖ). Электронный транспорт в латтинжеровской жидкости в изотермических условиях исследован достаточно подробно. Значительно меньше внимания уделяется изучению термоэдс таких проводников. В настоящее время достоверно неизвестно, приводит ли электрон-электронное взаимодействие к увеличению или уменьшению коэффициента Зеебека ЛЖ по сравнению с соответствующим коэффициентом ферми-жидкости.

Коэффициент Зеебека идеальной однородной ЛЖ равен нулю [3]. Учет нелинейности одночастичного электронного спектра не приводит к появлению конечной термоэдс [4]. Отличная от нуля термоэдс должна наблюдаться в неоднородной ЛЖ, содержащей потенциальные барьеры (примеси, сужения, микротрещины). В работах [5,6] методом Ландауэра рассчитана термоэдс ЛЖ с потенциальным барьером и сделан вывод о резком возрастании термоэдс квазиодномерной проволоки при увеличении межэлектронного взаимодействия. Более строгий квантово-механический расчет коэффициента Зеебека ЛЖ с потенциальным барьером привел к обратному результату: термоэдс оказалась меньше термоэдс ферми-газа и уменьшалась с ростом электрон-электронного взаимодействия [6,7]. Авторы указанных работ попытались объяснить это противоречие влиянием массивных проводов, соединяющих квазиодномерную проволоку с измерительной установкой. Однако это объяснение не убедительно, так как коэффициент Зеебека измеряется в режиме нулевого тока. В этом случае электроны в ЛЖ и в массивном проводнике с каждой стороны потенциального барьера находятся в состоянии термодинамического равновесия и их электрохимические потенциалы совпадают [8]. В работе [9] рассчитан коэффициент Зеебека системы, состоящей из кванто-

вой точки между двумя латтинжеровскими жидкостями. Термоэлектрический транспорт в подобной системе, в которой вместо одномерных проводников использованы краевые состояния дробного квантового эффекта Холла, исследован в работе [10]. В обоих случаях показано, что термоэдс увеличивается при увеличении электрон-электронного взаимодействия (уменьшении фактора заполнения уровня Ландау).

В указанных работах предполагалось, что параметры связи $g_2(q)$, $g_4(q)$ в гамильтониане электрон-электронного взаимодействия и параметр Латтинжера $K(q)$ [1] не зависят от величины передаваемого импульса q , т.е. рассматривалось короткодействующее взаимодействие с характерным пространственным масштабом $r \rightarrow 0$. Такой подход существенно упрощает задачу. К сожалению, он некорректен. Кулоновское взаимодействие является дальнедействующим. Предельный переход $r \rightarrow 0$ приводит к неправильным результатам [11–13], например, при расчете функций Грина и плотности состояний с большой энергией. Более того, при $r \sim k_F^{-1}$ (k_F — волновое число Ферми) и сильном электрон-электронном взаимодействии псевдощель в плотности состояний на уровне Ферми имеет большую ширину и глубину. В этом случае высокоэнергетические состояния дают большой вклад в электронный транспорт даже при относительно малых температурах. Поэтому возможность описания реальных квазиодномерных проволок низкоэнергетической моделью Латтинжера с малым r вызывает сомнения.

В данной работе в рамках модели Латтинжера рассчитана термоэдс одномерного проводника, содержащего сильный потенциальный барьер. В расчете использован туннельный гамильтониан, учитывающий зависимость вероятности прохождения электрона через барьер от его волнового числа. Эта зависимость ответственна за появление ненулевой термоэдс рассматриваемой системы. В гамильтониане, описывающем электрон-электронное взаимодействие, учтена зависимость параметров связи

от передаваемого импульса. Показано, что учет этой зависимости приводит к радикальному изменению величины и температурной зависимости термоэдс ЛЖ.

Рассмотрим простейшую систему, состоящую из одномерного проводника конечной длины $2L$ с единственным прямоугольным потенциальным барьером посередине, имеющим высоту U_0 и ширину $2b$. Потенциальный профиль такой системы показан на рис. 1, *a*. Ограничимся рассмотрением системы с высоким потенциальным барьером, удовлетворяющим условию

$$k_F/\kappa \ll 1, \tag{1}$$

где $\kappa = \sqrt{2mU_0}/\hbar$, m — масса электрона. Конечная длина проволоки позволяет использовать модель Латтинжера с открытыми граничными условиями [14,15]. Спин электронов в данной работе учитываться не будет.

Результаты расчета термоэдс рассматриваемой системы сильно зависят от выбора туннельного гамильтониана. Термоэдс рассматриваемой системы равна нулю, если амплитуда туннелирования не зависит от импульса электрона [3,6]. Поэтому будем использовать туннельный гамильтониан с матричными элементами Бардина [16,17], учитывающий энергетическую зависимость вероятности прохождения частицы через потенциальный барьер. Для рассматриваемой системы этот гамильтониан можно представить в виде

$$H_T = \lambda \psi_R^\dagger(b) \psi_L(-b) + H.c., \tag{2}$$

где $\lambda = -\frac{\hbar^2 \kappa}{m} \exp(-2b\kappa)$, $\psi_{R(L)}^\dagger(x)$ и $\psi_{R(L)}(x)$ — операторы рождения и уничтожения электрона в правой (левой) потенциальной яме. Координаты $x = \pm b$ соответствуют границам потенциального барьера. Для полевых операторов справедливо разложение

$$\psi_R(x) = \sum_k c_{Rk} \varphi_k^R(x), \quad \psi_L(x) = \sum_k c_{Lk} \varphi_k^L(x), \tag{3}$$

где c_{Rk} и c_{Lk} — операторы уничтожения в импульсном представлении, а волновые функции $\varphi_k^{R(L)}(x)$ внутри квантовых ям имеют вид [14]

$$\begin{aligned} \varphi_k^R(x) &= \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k(x - x_0), \\ \varphi_k^L(x) &= -\sqrt{\frac{2}{L}} \sin k(x + x_0). \end{aligned} \tag{4}$$

Значение x_0 определяется из условий непрерывности волновых функций и их производных на границах барьера. Чтобы избавиться от этого параметра, продолжим зависимости (4) внутрь барьера до ближайших нулей этих функций, т.е. до точек $x = \pm x_0$, и в каждой яме сместим начало координат в эту точку на оси абсцисс (см. рис. 1, *b* и *c*). Эта процедура возможна, так как в линейном приближении по малому отношению k/κ параметр x_0 не зависит от волнового числа k . В результате такого преобразования параметр x_0 в функциях (4)

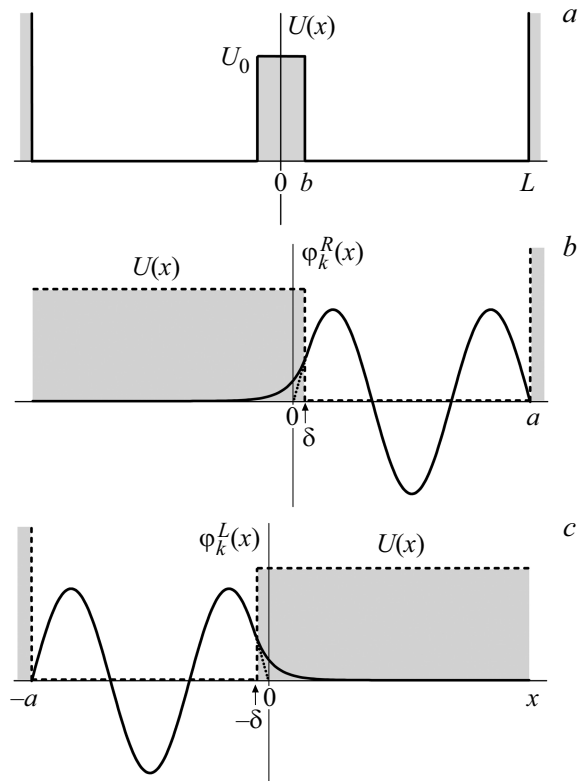


Рис. 1. Профиль потенциальной энергии электрона в одномерном проводнике с барьером в точке $x = 0$ (*a*) и координатные зависимости волновых функций в правой (*b*) и левой (*c*) потенциальных ямах, профили которых показаны пунктирными линиями.

обратится в нуль, а в гамильтониане (2) в полевых операторах вместо аргумента b появится константа $\delta = b - x_0 = \kappa^{-1}$. Матричный элемент преобразованного оператора (2) в указанных приближениях пропорционален квадрату импульса туннелирующего электрона.

В соответствии с методом бозонизации фермионных полей [14], удовлетворяющих открытым граничным условиям, продолжим функции (4) на интервал $[-a, a]$, где $a = L - b + \delta \approx L$. Учитывая равенство $\sin kx = -i(e^{ikx} - e^{-ikx})/2$, представим операторы (3) в виде суммы

$$\psi_{R(L)}(x) = \psi_{R(L)+}(x) + \psi_{R(L)-}(x), \tag{5}$$

где слагаемые $\psi_{R(L)+}$ и $\psi_{R(L)-}$ описывают фермионы, движущиеся соответственно вправо и влево, и связаны соотношением

$$\psi_{R(L)-}(x) = -\psi_{R(L)+}(-x) \tag{6}$$

Эти киральные поля удовлетворяют на интервале $[-a, a]$ периодическим граничным условиям и могут быть бозонизованы стандартным методом.

Полный гамильтониан рассматриваемой системы содержит также операторы кинетических энергий и электрон-электронных взаимодействий частиц в правой и

левой потенциальных ямах (взаимодействие носителей заряда, расположенных в разных потенциальных ямах, учитываться не будет). Эти операторы могут быть представлены в виде суммы гамильтонианов свободных бозонных возбуждений двух ЛЖ, которые хорошо известны [14]. Следует лишь подчеркнуть, что в данной работе будут учитываться зависимости параметров связи $g_2(q)$, $g_4(q)$ и параметра Латтинжера $K(q)$ от передаваемого при взаимодействии фермионов импульса q . В дальнейшем будет предполагаться, что $g_2(q) = g_4(q) = g(q) \propto \exp(-r|q|)$ и

$$K(q) = \left(1 + \frac{g(q)}{\pi v_F}\right)^{-1/2} = \left[1 + (K_0^{-2} - 1) \exp(-r|q|)\right]^{-1/2}. \quad (7)$$

Здесь $K_0 = K(0)$, v_F — скорость невзаимодействующих электронов на уровне Ферми. Кроме параметра r^{-1} , ограничивающего передаваемый при взаимодействии импульс, при бозонизации фермионов вводится второй параметр обрезания $\alpha^{-1} > r^{-1}$, ограничивающий ширину зоны. В модели Латтинжера $\alpha \rightarrow 0$. Следует также отметить, что оператор электрон-электронного взаимодействия в рассматриваемой системе не может быть диагонализирован точно в отличие от гамильтониана ЛЖ с периодическими граничными условиями. Обычно недиагональными слагаемыми пренебрегают [14,18,19]. Мы тоже не будем учитывать их в дальнейших расчетах.

Для вычисления термоэдс ЛЖ необходимо рассчитать электрический ток в системе, имеющей справа и слева от потенциального барьера соответственно химические потенциалы μ_R, μ_L (отсчитываемые от уровня Ферми невозмущенной системы) и температуры T_R, T_L . Оператор электрического тока имеет вид

$$I = e\dot{N}_L = (ie/\hbar)[H_T, N_L], \quad (8)$$

где N_L — оператор числа фермионов в левой потенциальной яме, e — абсолютная величина заряда электрона. Туннельный гамильтониан (2) является малым возмущением. Поэтому среднее значение оператора (8) можно вычислить, используя формализм Кубо. Результат может быть записан в виде

$$\langle I \rangle = \frac{2e\lambda^2}{\hbar^2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^0 dt e^{\gamma t} \left[G_R^<(\delta, t; \delta, 0) G_L^>(-\delta, -t; -\delta, 0) - G_R^>(\delta, t; \delta, 0) G_L^<(-\delta, -t; -\delta, 0) \right], \quad (9)$$

где $G_{R(L)}^>(1; 2) = -i\langle \psi_{R(L)}(1)\psi_{R(L)}^\dagger(2) \rangle$ и $G_{R(L)}^<(1; 2) = -i\langle \psi_{R(L)}^\dagger(2)\psi_{R(L)}(1) \rangle$ — равновесные функции Грина для правой (левой) потенциальной ямы, $\gamma \rightarrow +0$. Эти функции Грина, рассчитанные методом бозонизации, представлены в *Приложении*.

Для вычисления коэффициента Зеебека необходимо выделить в токе (9) линейные по $\Delta\mu = \mu_R - \mu_L$ и $\Delta T = T_R - T_L$ слагаемые. Выполняя преобразование Фурье функций Грина в выражении (9), получим

$$\langle I \rangle = \frac{e\lambda^2}{2\pi\hbar^3} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \left[G_R^<(\delta, \varepsilon) G_L^>(\delta, \varepsilon) - G_R^>(\delta, \varepsilon) G_L^<(\delta, \varepsilon) \right], \quad (10)$$

где $G_{R(L)}^>(<)(\delta, \varepsilon) \equiv G_{R(L)}^>(<)(\delta, \varepsilon; \delta, 0)$, причем от знака δ рассматриваемые функции Грина не зависят. Энергия ε отсчитывается от уровня Ферми равновесной системы. Остается учесть известные соотношения:

$$G_{R(L)}^>(\delta, \varepsilon) = -iA_{R(L)}(\delta, \varepsilon)[1 - n_F^{R(L)}(\varepsilon)], \quad (11)$$

$$G_{R(L)}^<(\delta, \varepsilon) = iA_{R(L)}(\delta, \varepsilon)n_F^{R(L)}(\varepsilon), \quad (12)$$

где $n_F^{R(L)}(\varepsilon)$ — функция Ферми-Дирака, в которую подставлены температура и химический потенциал правой (левой) ЛЖ, а $A_{R(L)}(\delta, \varepsilon)$ — значение спектральной функции (локальной плотности состояний) на правой (левой) границе потенциального барьера. В соответствии с равенствами (11), (12) локальная плотность состояний определяется уравнением

$$A_{R(L)}(\delta, \varepsilon) = i[G_{R(L)}^>(\delta, \varepsilon) - G_{R(L)}^<(\delta, \varepsilon)]. \quad (13)$$

Соотношения (11) и (12) позволяют представить ток (10) в виде

$$\langle I \rangle = \frac{e\lambda^2}{2\pi\hbar^3} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon A_R(\delta, \varepsilon)A_L(\delta, \varepsilon) \left[n_F^R(\varepsilon) - n_F^L(\varepsilon) \right]. \quad (14)$$

Подобные формулы для туннельного тока получены во многих работах (см., например, [20]). Разложение выражения в квадратных скобках начинается с линейных по ΔT и $\Delta\mu$ слагаемых. Поэтому в разложении произведения спектральных функций достаточно оставить только не зависящее от перепадов температуры и химического потенциала слагаемое $A^2(\delta, \varepsilon)$. Коэффициент Зеебека определяется из уравнения $\langle I \rangle = 0$ и имеет вид

$$S = \frac{\Delta\mu}{e\Delta T} = -\frac{1}{eT} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \varepsilon A^2(\delta, \varepsilon) \frac{\partial n_F}{\partial \varepsilon}}{\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon A^2(\delta, \varepsilon) \frac{\partial n_F}{\partial \varepsilon}}. \quad (15)$$

Аналитическое решение рассматриваемой задачи удастся получить только при условии постоянства параметра Латтинжера, т.е. при условии $K(q) = K_0$, которое в свою очередь выполняется при $r \rightarrow 0$. Это приближение соответствует δ -образному электрон-электронному взаимодействию в координатном пространстве. Линейный электрический кондактанс и коэффициент Зеебека в

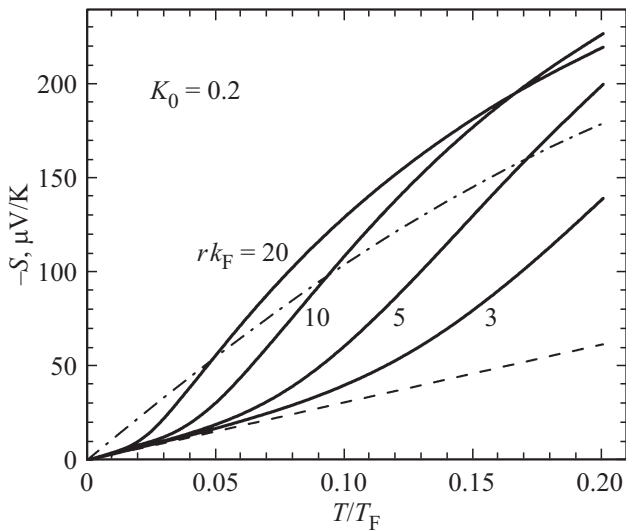


Рис. 2. Зависимости термоэдс ЛЖ от приведенной температуры ($T_F = \hbar v_F k_F / k_B$) для различных значений безразмерного параметра rk_F (значения других параметров: $K_0 = 0.2$, $\alpha k_F = 0.1$, $\delta k_F = 0.1$). Штриховая линия — зависимость (17), штрихпунктирная кривая — термоэдс ферми-газа ($K_0 = 1$).

этом случае имеют вид

$$G = \frac{e^2 \eta K_0^2}{2\pi \hbar} \left(\frac{2\pi k_B T}{\varepsilon_c} \right)^{2(K_0^{-1}-1)} \frac{\Gamma^2(1/K_0)}{\Gamma(2/K_0)}, \quad (16)$$

$$S = -\frac{k_B}{e} \frac{4\pi^2 k_B T}{\hbar k_F v_F} \frac{K_0}{2 + K_0}, \quad (17)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $\eta = 16k_F^2 \kappa^{-2} \exp(-4b\kappa)$ — коэффициент прохождения электрона с волновым числом k_F через барьер, $\varepsilon_c = \hbar v_F K_0^{-1} \alpha^{-1}$. Термоэдс (17) уменьшается при увеличении взаимодействия (при уменьшении K_0). Аналогичный результат получен в работах [6,7].

В общем случае рассчитать термоэдс можно только численно. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента Зеебека от приведенной температуры для нескольких значений безразмерного параметра rk_F и $K_0 = 0.2$. При малых температурах термоэдс мала и описывается зависимостью (17). При повышении температуры коэффициент Зеебека быстро увеличивается и может превысить соответствующий коэффициент ферми-газа.

Такое поведение термоэдс определяется энергетической зависимостью локальной плотности состояний, представленной на рис. 3 для нескольких значений параметров rk_F и K_0 . Основная особенность этой зависимости — наличие псевдощели, ширина и глубина которой растет с увеличением электрон-электронного взаимодействия и уменьшением параметра r . При низких температурах бозонные возбуждения (плазмоны) имеют малые волновые числа $q < r^{-1}$. Их свойства определяются процессами электрон-электронного рассеяния с малой передачей импульса. Для этих процессов

$K(q) \approx K_0$ и термоэдс описывается выражением (17). При повышении температуры возбуждаются плазмоны с большими волновыми числами, за образование которых ответственны состояния на краях псевдощели. Электроны в этих состояниях слабо взаимодействуют друг с другом и ведут себя подобно ферми-газу. Поэтому при высокой температуре термоэдс ЛЖ и ферми-газа сравнимы по величине. Однако низкая плотность состояний в псевдощели уменьшает электрический контактанс ЛЖ. Поэтому в соответствии с уравнением (15) коэффициент Зеебека может превысить термоэдс ферми-газа при относительно высоких температурах.

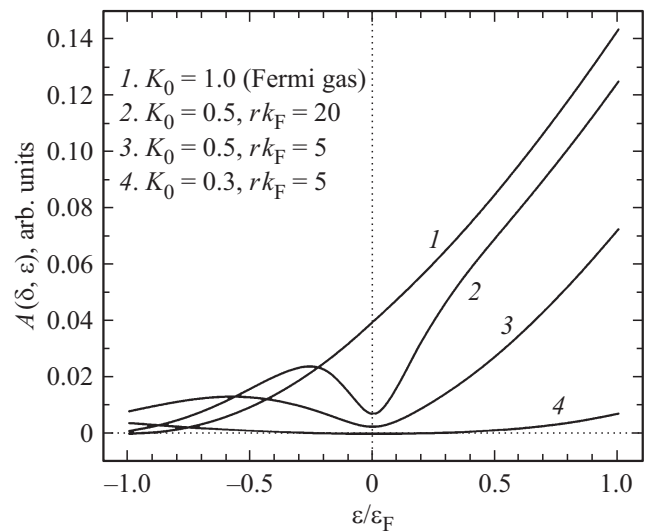


Рис. 3. Зависимости локальной плотности состояний на границе потенциального барьера от приведенной энергии для различных значений параметров K_0 и rk_F ($\varepsilon_F = \hbar v_F k_F$, $T = 0.02T_F$, $\alpha k_F = 0.1$, $\delta k_F = 0.1$).

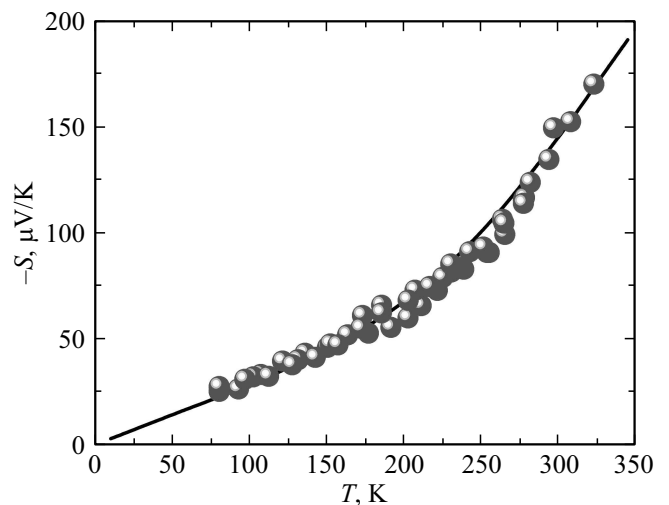


Рис. 4. Экспериментальная температурная зависимость термоэдс пучка квазиодномерных проволок InSb (точки) и соответствующая зависимость термоэдс ЛЖ, рассчитанная с использованием значений параметров $K_0 = 0.15$, $rk_F = 1.7$, $\alpha k_F = 0.1$, $\delta k_F = 0.1$, $\varepsilon_F = 78$ мэВ.

На рис. 4 показана экспериментальная температурная зависимость коэффициента Зеебека пучка нанопроволок InSb диаметром ~ 5 нм [21]. Этот образец был получен вдавливанием расплава полупроводника в каналы хризотилового асбеста. На том же рисунке представлена аппроксимирующая эти данные теоретическая кривая. Наблюдается неплохое соответствие экспериментальных и теоретических результатов. Следует однако отметить, что при температуре ~ 300 К и оптимальных значениях параметров, обеспечивающих подгонку теоретической кривой на рис. 4 к экспериментальным данным, высокоэнергетические состояния будут давать большой вклад в электрический ток и термоэдс. Поэтому представленные экспериментальные результаты могут быть лишь качественно описаны теорией, основанной на низкоэнергетической модели Латтинжера.

Таким образом, радиус электрон-электронного взаимодействия сильно влияет на ширину псевдощели в локальной плотности состояний и величину термоэдс ЛЖ с потенциальным барьером. Температурная зависимость коэффициента Зеебека в общем случае нелинейна. При температурах, много меньших полуширины псевдощели, коэффициент Зеебека ЛЖ должен быть меньше соответствующего коэффициента ферми-газа. Однако при увеличении температуры он быстро возрастает и может превысить термоэдс ферми-газа.

Приложение

Используя соотношения (5) и (6), можно записать функцию Грина $G_{R+}^>(x, t; y, 0)$ в виде

$$G_{R+}^>(x, t; y, 0) = G_{R+}^>(x, t; y, 0) - G_{R+}^>(x, t; -y, 0) - G_{R+}^>(-x, t; y, 0) + G_{R+}^>(-x, t; -y, 0), \quad (\text{П.1})$$

где $G_{R+}^>(x, t; y, 0) = -i\langle\psi_{R+}(x, t)\psi_{R+}^\dagger(y, 0)\rangle$. Аналогичные соотношения могут быть записаны для функций $G_L^>(x, t; y, 0)$ и $G_{R(L)}^<(x, t; y, 0)$. Бозонизация фермионных полей позволяет рассчитать киральную функцию Грина

$$G_{R+}^>(x, t; y, 0) = -\frac{i}{2\pi\alpha} \exp\left\{ik_F(x-y) + \frac{i\mu_R}{\hbar v_N}(x-y-v_N t) + P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{q} e^{-\alpha|q|} n_B^R(q) \times \left[e^{iq(y-x+vt)} - 1 + 2 \sinh^2 \phi (e^{iqvt} \cos q(x-y) - 1) - \sinh \phi \cosh \phi (2e^{iqvt} \cos q(x+y) - \cos 2qx - \cos 2qy) \right] \right\}, \quad (\text{П.2})$$

где $v = v_F/K(q)$, $v_N = v(0)/K_0$, $n_B^R(q) = [\exp(\hbar v q/k_B T_R) - 1]^{-1}$, $\sinh^2 \phi = [1 - K(q)]^2/4K(q)$, $\sinh \phi \cosh \phi = [K(q)^2 - 1]/4K(q)$. Интеграл в (П.2)

берется в смысле главного значения. Функции Грина $G_{R+}^<(x, t; y, 0)$ и $G_{R+}^>(x, t; y, 0)$ связаны уравнением

$$G_{R+}^<(x, t; y, 0) = -e^{\mu_R \beta_R} G_{R+}^>(x, t - i\hbar\beta_R; y, 0), \quad (\text{П.3})$$

где $\beta_R = (k_B T_R)^{-1}$. „Левые“ функции Грина получаются из представленных функций заменой $\mu_R, T_R \rightarrow \mu_L, T_L$.

В предельном случае короткодействующего электрон-электронного взаимодействия и очень высокого потенциального барьера, когда $r < \alpha$ (т.е. $K(q) = K_0$) и $\delta < \alpha$, функция Грина $G_R^>(\delta, t; \delta, 0)$ может быть выражена через вторую производную соответствующей киральной функции и вычислена аналитически:

$$G_R^>(\delta, t; \delta, 0) = -\frac{2i\delta^2}{\pi\alpha} \left[\left(k_F + \frac{\mu_R}{\hbar v_N} - B_R(t) \right)^2 - C_R(t) \right] \times \exp\left(-\frac{i\mu_R t}{\hbar} + D_R(t) \right), \quad (\text{П.4})$$

где

$$B_R(t) = \frac{i\pi}{\hbar v \beta_R} \tanh^{-1} \left(\frac{\pi(vt - i\alpha)}{\hbar v \beta_R} \right), \quad (\text{П.5})$$

$$C_R(t) = K_0 \left(\frac{\pi}{\hbar v \beta_R} \right)^2 \sinh^{-2} \left(\frac{\pi(vt - i\alpha)}{\hbar v \beta_R} \right), \quad (\text{П.6})$$

$$\exp[D_R(t)] = \left[\sinh \left(\frac{i\pi\alpha}{\hbar v \beta_R} \right) \sinh^{-1} \left(\frac{\pi(i\alpha - vt)}{\hbar v \beta_R} \right) \right]^{1/K_0}, \quad (\text{П.7})$$

$v = v_F/K_0$. Кондактанс и термоэдс (16), (17) рассчитаны с использованием этой приближенной функции Грина.

Список литературы

- [1] J. Voit. Rep. Progr. Phys., **58**, 977 (1995).
- [2] T. Giamarchi. *Quantum Physics in One Dimension* (Oxford University Press, 2003).
- [3] C.L. Kane, M.P.A. Fisher. Phys. Rev. Lett., **76**, 3192 (1996).
- [4] Y.V. Ivanov. J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 245602 (2010).
- [5] I.V. Krive, E.N. Bogachek, A.G. Scherbakov, U. Landman. Phys. Rev. B, **63**, 113101 (2001).
- [6] I.V. Krive, I.A. Romanovsky, E.N. Bogachek, A.G. Scherbakov, U. Landman. Low Temp. Phys., **27**, 821 (2001).
- [7] I.A. Romanovsky, I.V. Krive, E.N. Bogachek, U. Landman. Phys. Rev. B, **65**, 075115 (2002).
- [8] R. Egger, H. Grabert. Phys. Rev. B, **58**, 10761 (1998).
- [9] K.-H. Yang, Y. Chen, H.-Y. Wang, Y.-J. Wu. J. Low Temp. Phys., **167**, 26 (2012).
- [10] P. Roura-Bas, L. Arrachea, E. Fradkin. Phys. Rev. B, **97**, 081104(R) (2018).
- [11] G.S. Grest. Phys. Rev. B, **14**, 5114 (1976).
- [12] A. Theumann. Phys. Rev. B, **15**, 4524 (1977).
- [13] J. Voit. J. Phys.: Condens. Matter., **5**, 8305 (1993).
- [14] M. Fabrizio, A.O. Gogolin. Phys. Rev. B, **51**, 17827 (1995).
- [15] A.E. Mattson, S. Eggert, H. Johannesson. Phys. Rev. B, **56**, 15615 (1997).
- [16] J. Bardeen. Phys. Rev. Lett., **6**, 57 (1961).

- [17] H. Lin, J.M.C. Rauba, K.S. Thygesen, K.W. Jacobsen, M.Y. Simmons, W.A. Hofer. *Front. Phys. China*, **5**, 369 (2010).
- [18] V. Meden, W. Metzner, U. Schollwöck, O. Schneider, T. Stauber, K. Schönhammer. *Eur. Phys. J. B*, **16**, 631 (2000).
- [19] K. Schönhammer, V. Meden, W. Metzner, U. Schollwöck, O. Gunnarsson. *Phys. Rev. B*, **61**, 4393 (2000).
- [20] G.D. Mahan. *Many-Particle Physics*, 3rd edn (N. Y., Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2000).
- [21] M.V. Vedernikov, O.N. Uryupin, B.M. Goltsman, Y.V. Ivanov, Y.A. Kumzerov. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **691**, G8.34.1 (2001).

Редактор А.Н. Смирнов

Thermoelectric power of Luttinger liquid

Y.V. Ivanov, O.N. Uryupin

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The thermopower of a Luttinger liquid with a potential barrier is calculated. The long-range nature of the electron-electron interaction is taken into account. It is shown that an increase of the interaction range qualitatively changes the temperature dependence of the thermopower. At low temperatures, the Seebeck coefficient of the Luttinger liquid is significantly less than the corresponding coefficient of a one-dimensional Fermi gas. With increasing temperature, the thermopower increases rapidly and may exceed that of the Fermi gas. The results obtained are in qualitative agreement with experimental data for quasi-one-dimensional 5-nm-thick InSb wires.