

однофазного $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ с гранулированной структурой. Измерения температурной зависимости квазичастичного сопротивления четко показывают, что, как и ожидалось, при температуре Пайерлса 180 К открывается щель. Для пленок с наименьшими размерами зерен величина щели при нулевой температуре оказывается малой. Четко наблюдается нелинейность вольт-амперной характеристики, что является признаком скольжения ВЗП. Величина порогового поля намного больше, чем известные значения для объемных кристаллов.

Эффекты конечного размера могут играть некоторую роль, однако необходимо также принимать во внимание возможность депиннинга ВЗП на границах зерен или поверхностях контакта.

Авторы хотели бы поблагодарить Х. Муиджа, М. Висшера, Б. Реджеи и Г. Бауэра за обсуждения, Л. Ландера за техническую помощь, Д. Стинфорта за рентгеноструктурный анализ К. Трехолта и Х. Зандбергена за измерения методом просвечивающей электронной микроскопии. Исследования выполнены при поддержке Нидерландского фонда фундаментальных исследований вещества (FOM).

Список литературы

1. Grüner G *Density Waves in Solids* (Addison-Wesley Publishing Company, 1994)
2. Peierls R, in *Quantum Theory of Solids* (Oxford University Press, 1955) p. 108.
3. Monceau P, in *Electronic Properties of Quasi-One-Dimensional Metals* (Ed. by P Monceau) (Dordrecht: Reidel, 1985) Vol. 2.
4. Schlenker C et al., in *Low-Dimensional Properties of Molybdenum Bronzes and Oxides* (Ed C Schlenker) (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989) p. 159–257
5. Fukuyama H, Lee P A *Phys. Rev. B* **17** 535 (1978); Lee P A, Rice T M *Phys. Rev. B* **19** 3970 (1979)
6. Latyshev Yu I et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 919 (1997)
7. Visscher M I, Rejaei B *Phys. Rev. Lett.* submitted to
8. Синченко А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 259 (1996)
9. Артеменко С Н, Ремизов С В *Письма в ЖЭТФ* **65** 50 (1996)
10. van der Zant H S J et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 3823 (1996)
11. Mantel O C et al. *Phys. Rev. B* **55** 4817 (1997)
12. Bervas E, Thèse de docteur ingénieur (Université de Grenoble, 1984)
13. Sato M et al. *J. Phys. C* **18** 2803 (1985)
14. Brütting W et al. *Phys. Rev. B* **51** 9533 (1995)
15. Бородин Д В, Зайшев-Зотов С В, Надь Ф Я *ЖЭТФ* **93** 1394 (1987)
16. McCarten J et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2841 (1989)
17. Xue-mei W, Dian-lian Z, Yuheng Z *Phys. Rev. B* **45** 13250 (1992)
18. Bhattacharya S et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2453 (1985)

Фазовый портрет в задаче о рассеянии на примеси в модели Томонага – Латтинжера

Ю. Орег, А. Финкельштейн

1. Введение

Электронные жидкости в квантовых проволоках обычно описываются с помощью модели Томонага – Латтинжера (ТЛ) [1]. Было предсказано, что краевые состояния в двумерном электронном газе в условиях дробного квантового эффекта Холла также являются ТЛ-жидкостями [2]. Хорошо известно, что в модели ТЛ с отталкивающим электрон-электронным ($e-e$) взаимодействием эффективная интенсивность обратного рассеяния на

примеси возрастает при уменьшении температуры [3]. По этой причине описание одиночной примеси в ТЛ-жидкостях основывается на предположении [4–6], что при низких температурах асимптотическое поведение системы можно описать как туннелирование между двумя несвязанными полубесконечными ТЛ-проводами. Эффективная амплитуда туннелирования между полубесконечными проволоками стремится к нулю при уменьшении температуры, поскольку туннельная плотность состояний на границе ТЛ-жидкости обращается в нуль при отталкивающем $e-e$ -взаимодействии. Это описание соответствует сценарию, в котором эффективный потенциал примеси возрастает в процессе перенормировки, так что на конечном этапе слабая примесь превращается в сильный барьер и разрывает ТЛ-проводку. Однако прямой расчет туннельной плотности состояний [7], полученной путем сведения задачи о слабой примеси к теории кулоновского газа, очевидно, противоречит этой интуитивной картине. Было обнаружено, что в месте нахождения слабой примеси туннельная плотность состояний возрастает, а не обращается в нуль. Сценарий, согласно которому слабая примесь в конечном счете разрывает ТЛ-проводку, предполагает, что нет других неподвижных точек в процессе скейлинга от отталкивающей неподвижной точки слабого рассеивающего дефекта к притягивающей неподвижной точке, соответствующей туннельному контакту двух полубесконечных проволок. Противоречие такого сценария результатам расчета одночастичных свойств, таких как туннельная плотность состояний [7] и сингулярности на краю ферми-распределения [8], указывает на то, что, возможно, этот сценарий не реализуется.

В настоящей работе задача о единичной примеси в ТЛ-жидкости с отталкивающим $e-e$ -взаимодействием исследована заново. Основное внимание уделено предельному случаю, когда фермиевская длина волны много больше размера дефекта. Это типичная ситуация для полупроводников, в которых заполнено существенно меньше половины зоны проводимости. В этом случае внутренняя структура дефекта не имеет значения¹, и задача сводится к непрерывной модели с правильно выбранным точечным дефектом. В работе показано, что в рамках непрерывной модели поведение слабой примеси при низких температурах определяется неподвижной точкой, отличной от туннельного контакта между двумя полубесконечными проволоками. В частности, мы покажем, что неподвижная точка, соответствующая бесконечно большой амплитуде обратного рассеяния на примеси, является отталкивающей. Это означает, что должна существовать дополнительная неподвижная точка при конечном значении амплитуды обратного рассеяния. Важно, что неподвижная точка, описывающая туннельный контакт, и две новые неподвижные точки, описывающие рассеяние назад, расположены в различных частях фазового портрета для ренормгруппы (РГ). Надо полагать, что притяжение траекторий слабой примеси к новой неподвижной точке является причиной расхождения между результатами, полученными с помощью теории кулоновского газа для одночастичных

¹ Напротив, если для анализа обратного рассеяния используется модель сильной связи с дефектом связи то конечная неподвижная точка зависит от внутренней структуры дефекта (см., например, [9]).

корреляторов, и результатами, полученными на основе сценария двух несвязанных проволок.

2. Пределы слабого и сильного потенциала примеси

В этом разделе приводится сводка основных результатов, касающихся перенормировок в данной проблеме в пределе слабого и сильного потенциала примеси. Гамильтониан модели ТЛ в бозонном представлении описывается выражением

$$H_{\text{TL}}^{\text{B}} = \frac{v_{\text{F}}}{2g} \int dx \left[\left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\tilde{\phi}}{dx} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь оператор ϕ и его дуальный партнер $\tilde{\phi}$ связаны соответственно с электронной плотностью и плотностью тока электронной жидкости. Параметр g описывает e - e -взаимодействие; $g < 1$, когда e - e -взаимодействие отталкивающее, тогда как для притягивающего взаимодействия $g > 1$.

Обсудим рассеяние электронов примесным потенциалом $U(x)$. Для поведения системы при низких энергиях имеют значение только процессы рассеяния электронов с переданным импульсом, близким к нулю и к $2k_{\text{F}}$. Для слабой примеси амплитуды прямого и обратного рассеяния имеют вид

$$u_{+} = \int dx \frac{U(x)}{v_{\text{F}}}, \quad u_{-} = \frac{|U_{2k_{\text{F}}}|}{v_{\text{F}}},$$

где

$$|U_{2k_{\text{F}}}| \exp(i\varphi_u) = - \int dx U(x) \exp(i2k_{\text{F}}x).$$

Для локального потенциала линия затравочных параметров соответствует $u_{+} \approx u_{-}$. Помимо u_{+} , u_{-} и φ_u можно ввести параметр u_a , описывающий асимметрию рассеяния вперед для частиц, движущихся налево и направо. При наличии симметрии обращения времени $u_a \equiv 0$, но u_a может быть отличным от нуля для краевых состояний квантового эффекта Холла. Уравнения РГ для задачи обратного рассеяния имеет вид:

$$\frac{du_{-}}{d\zeta} = u_{-}(1-g), \quad \frac{du_{+}}{d\zeta} = \frac{du_a}{d\zeta} = \frac{d\varphi_u}{d\zeta} = 0. \quad (2)$$

Эти уравнения описывают отталкивающее множество неподвижных точек L_0 , обозначенное линией L_0 в левом нижнем углу РГ-плоскости (т.е. при $u_{\pm} \ll 1$), изображенной на рис. 1. При условии, что примесь можно описать как слабый локальный потенциал в ТЛ-жидкости, амплитуда рассеяния вперед u_{+} является маргинальным параметром. В отличие от u_{+} амплитуда рассеяния назад u_{-} является релевантной для случая отталкивания. Уравнения (2) были выведены [4] для малых u_{-} . Перенормировка u_{-} в режиме сильной связи обсуждается в разделах 3 и 4.

Если примесь обладает достаточно сильным затравочным потенциалом, то описание задачи в терминах амплитуд рассеяния u_{-} , u_{+} , u_a и φ_u становится неадекватным. С другой стороны, тот факт, что потенциал примеси является сильным, не противоречит предположению о локальности $k_{\text{F}}a \ll 1$. Локальную и сильную примесь можно также рассматривать как задачу о

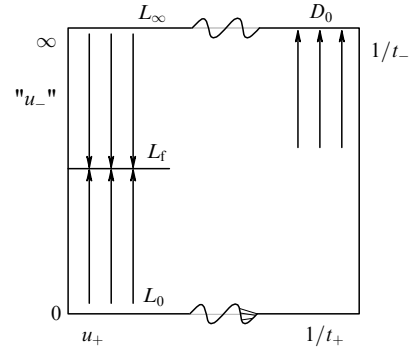


Рис. 1. Фазовый портрет РГ-уравнений для точечного дефекта в квантовой проволоке с отталкивающим электрон-электронным взаимодействием. Предел слабого примесного рассеяния представлен слева, а туннельная модель — справа. Для локального дефекта эти две задачи не переходят друг в друга в модели с линеаризованным электронным спектром. Линия притягивающих неподвижных точек L_f обуславливает рассеяние назад при низких температурах (детали см. в разделе 4).

точечном дефекте, но тогда ее надо описывать двумя полубесконечными ТЛ-жидкостями со слабым туннельным контактом между их краевыми точками. Как и в случае слабого потенциального рассеяния, имеются четыре параметра, которые описывают процессы туннелирования и отражения при туннельном контакте между двумя полубесконечными проволоками. Эти параметры — амплитуда туннелирования t_{-} , ее фаза φ_t и два параметра t_{+} и t_a , характеризующие фазы, которые приобретает электрон, когда он отражается от краев полубесконечных проволок. Параметр t_a описывает асимметрию левой и правой частей туннельного контакта. В частном случае сильного δ -образного потенциала, когда $u_{\pm} = u \gg 1$, амплитуды $t_{\pm} \sim 1/u$.

Поведение каждой полубесконечной проволоки при низких энергиях можно описать одной киральной модой [4, 10]. Будем в дальнейшем предполагать, что между полубесконечными проволоками нет взаимодействия плотность – плотность, но внутри каждой из них взаимодействие плотность – плотность имеется. Уравнения РГ для задачи о туннелировании аналогичны уравнениям (2):

$$\frac{dt_{-}}{d\zeta} = t_{-} \left(1 - \frac{1}{g} \right), \quad \frac{dt_{+}}{d\zeta} = \frac{dt_a}{d\zeta} = \frac{d\varphi_t}{d\zeta} = 0. \quad (3)$$

В отличие от u_{-} амплитуда туннелирования t_{-} стремится к нулю для отталкивающего e - e -взаимодействия ($g < 1$). Следовательно, множество неподвижных точек, описывающих задачу о туннелировании, является притягивающим. На двумерном графике, изображенном на рис. 1, оно представлено линией D_0 в правом верхнем углу.

3. Отображение на полубесконечную цепочку со спином 1/2

В этом разделе задача о локальной примеси в ТЛ-модели отображается на полубесконечную гейзенберговскую цепочку со спином 1/2, с магнитным полем $h \propto u_{-}$, действующим на спин, расположенный в начале цепочки. Отображение на спиновую цепочку — удобный способ изучения режима сильной связи для амплитуды u_{-} .

Удобно описывать рассеяние на точечной примеси парой киральных переменных [10]

$$\begin{aligned}\Theta_e(x) &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [\tilde{\phi}(x) + \tilde{\phi}(-x) - \phi(x) + \phi(-x)], \\ \Theta_o(x) &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [\tilde{\phi}(x) - \tilde{\phi}(-x) - \phi(x) - \phi(-x)].\end{aligned}\quad (4)$$

Гамильтониан рассеяния можно переписать через самодуальные операторы Θ_e и Θ_o :

$$\begin{aligned}H &= H_e + H_o, \\ H_o &= \frac{v_F}{g} \int dx \left[\left(\frac{\partial \Theta_o}{\partial x} \right)^2 - \frac{u_- g}{\pi \eta} \cos(\beta \sqrt{2} \Theta_o) \delta(x) \right], \\ H_e &= \frac{v_F}{g} \int dx \left[\left(\frac{\partial \Theta_e}{\partial x} \right)^2 - \frac{u_+ \beta g}{\sqrt{2} \pi} \frac{\partial \Theta_e(x)}{\partial x} \delta(x) \right].\end{aligned}\quad (5)$$

Хотя Θ_e и Θ_o не коммутируют, $[\Theta_e(x), \Theta_o(y)] = -i/4$, гамильтониан H разделен на четную и нечетную части, так как четная часть H_e содержит только производные. Для простоты опустим в u_a член, связанный с асимметрией обращения времени.

Покажем теперь, что нечетная часть H_o эффективно эквивалентна гамильтониану полубесконечной антиферромагнитной цепочки со спином $1/2$ с анизотропией $\bar{\gamma}$:

$$\begin{aligned}H_S &= \frac{J}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (S_n^+ S_{n+1}^- + S_n^- S_{n+1}^+) + \bar{\gamma} J \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(S_n^+ S_n^- - \frac{1}{2} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(S_{n+1}^+ S_{n+1}^- - \frac{1}{2} \right) \right] - hJ(S_0^- + S_0^+).\end{aligned}\quad (6)$$

Гамильтониан этого типа с $\bar{\gamma} = 0$ был введен Гиней [11] для описания квантовой частицы, взаимодействующей с диссипативным окружением при определенном значении коэффициента трения. Он использовался также для обсуждения прохождения через барьер в ТЛ-жидкостях [4] для заданного значения e - e -взаимодействия $g = 1/2$. Здесь $\bar{\gamma}$ вводится для того, чтобы не ограничивать рассмотрение определенным значением e - e -взаимодействия.

Чтобы показать эквивалентность H_o и H_S , надо выполнить последовательность преобразований. После применения обратного преобразования Йордана–Вигнера [12] H_S обычным образом преобразуется в

$$\begin{aligned}H_c &= \frac{J}{2} \sum_{j=0}^{\infty} c_j^\dagger c_{j+1} + \text{H.c.} + \bar{\gamma} J \sum_{j=0}^{\infty} \left[\left(n_j - \frac{1}{2} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(n_{j+1} - \frac{1}{2} \right) \right] - hJ \left(c_0^\dagger + c_0 \right),\end{aligned}\quad (7)$$

где система фермионов H_c имеет половинное заполнение. Непрерывный предел H_c (см., например, [12]) соответствует эффективному гамильтониану $H_c^{\text{cont}} = H_0 + H_{\text{int}} + H_{\text{Um}} + H_h$, где

$$\begin{aligned}H_0 &= i v_F \int_0^\infty dx (L^\dagger \partial_x L - R^\dagger \partial_x R), \\ H_{\text{int}} &= v_F \bar{\gamma} \int_0^\infty dx (\bar{\rho}_L^2 + \bar{\rho}_R^2 + 4\bar{\rho}_R \bar{\rho}_L), \\ H_{\text{Um}} &= -2\bar{\gamma} v_F \int_0^\infty dx [(R^\dagger L)^2 + (L^\dagger R)^2], \\ H_h &= v_F \frac{1}{\sqrt{\eta}} h [R(0) + L(0) + R^\dagger(0) + L^\dagger(0)].\end{aligned}$$

Здесь $v_F = J\eta$, где η — шаг цепочки, операторы L и R соответствуют частицам, движущимся налево и направо на полубесконечной линии. Член H_{Um} , соответствующий процессам переброса при половинном заполнении, является напоминанием о дискретной структуре цепочки. Этот член ренормируется к нулю при $|\bar{\gamma}| < 1$. Он также перенормирует параметры H_{int} . Однако при малом $\bar{\gamma}$ последним эффектом можно пренебречь и, следовательно, H_{Um} можно не принимать во внимание. В качестве последнего шага необходимо развернуть полубесконечную линию с левым и правым рассеивателями в полную линию с единственным киральным бозонным полем. После диагонализации квадратичной части гамильтониана находим

$$\begin{aligned}\bar{H}_{\text{chiral}} &= \frac{v_F}{g_{\text{ch}}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\pi \bar{\rho}_{\text{ch}}^2(x) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{4g_{\text{ch}}}{\sqrt{2}\pi\eta} h \cos[\beta_{\text{ch}} \bar{\Theta}_{\text{ch}}(x)] \delta(x) \right],\end{aligned}\quad (8)$$

где $d\bar{\Theta}_{\text{ch}}(x)/dx = \sqrt{\pi} \bar{\rho}_{\text{ch}}(x)$, $\beta_{\text{ch}} = \sqrt{4\pi} \exp \chi$,

$$\chi = \frac{1}{2} \operatorname{arctanh} \left(\frac{2\bar{\gamma}}{\pi + \bar{\gamma}} \right), \quad g_{\text{ch}} \approx \left(1 + \frac{\bar{\gamma}}{\pi} \right)^{-1}.$$

Отметим важную роль $\bar{\gamma}$ -члена: он изменяет β_{ch} в аргументе косинуса.

Итак, в результате последовательности преобразований

$$H_S \rightarrow H_c \rightarrow H_c^{\text{cont}} \rightarrow \bar{H}_{\text{chiral}} \rightarrow H_o\quad (9)$$

получаем, что гамильтонианы H_S и H_o эквивалентны при условии $\beta_{\text{ch}} = \sqrt{2}\beta$ и $h = u_-(8\pi)^{-1/2}$. Из-за $\bar{\gamma}$ -члена эта эквивалентность здесь распространяется на конечный интервал e - e -взаимодействия.

Эквивалентность H_o и H_S будет использована для анализа устойчивости неподвижной линии при $u_- = \infty$ и малой u_+ . Будет рассмотрен вариант подхода Нозьера и Бландена [13], использованного ими при анализе двухканальной проблемы Кондо. Предположим, следуя этому подходу, что $h \gg 1$, и проверим, является ли устойчивой неподвижная точка $h = \infty$. При наличии сильного магнитного поля $h \gg 1$ спин на узле 0 ориентирован в направлении противоположном магнитному полю. Его связь с ближайшим соседом на узле решетки 1 можно рассматривать как возмущение. После выполнения перестановки $x \rightarrow z$, $y \rightarrow x$, и $z \rightarrow y$ преобразованный гамильтониан, который включает только узлы 0 и 1, описывается выражением

$$\begin{aligned}H_S^{01} &= JS_0^z S_1^z + \frac{J}{4} (1 - \bar{\gamma}) [S_0^+ S_1^+ + S_0^- S_1^-] + \\ &\quad + \frac{J}{4} (1 + \bar{\gamma}) [S_0^- S_1^+ + S_0^+ S_1^-] - 2hJS_0^z.\end{aligned}\quad (10)$$

При $h \gg 1$ спин на узле 0 находится в состоянии $|0 \uparrow\rangle$. С точностью до членов первого порядка по J имеем $\langle 1 \downarrow | [0 \uparrow | H_S^{01} | 0 \uparrow] | 1 \downarrow \rangle = -J/4$ и $\langle 1 \uparrow | [0 \uparrow | H_S^{01} | 0 \uparrow] | 1 \uparrow \rangle = J/4$. Это означает, что спин на узле 1 находится под действием эффективного магнитного поля $\tilde{h} = -1/4$. В предположении, что $h \gg 1$, члены более высоких порядков теории возмущений дают малые поправки к \tilde{h} порядка h^{-1} . В результате этого шага процедуры перенормировки возникает задача, которая эквивалентна исходной: полубесконечная гейзенберговская цепочка со

спином $1/2$, с локальным магнитным полем, действующим на узел в начале цепочки (теперь это узел 1).

Если предположить, что обсуждаемая неподвижная точка такова, что локальное магнитное поле в начале цепочки спинов ренормируется к бесконечности, то процедура перенормировки порождает релевантный оператор, который делает этот процесс несходящимся. Это противоречит исходному предположению, что $h = \infty$ — устойчивая неподвижная точка. Отсюда с необходимостью следует, что $h = \infty$ — отталкивающая неподвижная точка. Этот вывод справедлив для конечного интервала значений параметра $|\bar{\gamma}| \lesssim 1$, поскольку $\bar{\gamma}$ не влияет радикальным образом на эффективное магнитное поле, действующее на узел 1.

Настоящее обсуждение неслучайно напоминает анализ переэкранированной двухканальной проблемы Кондо [13]. Действительно, модель спиновой цепочки в отсутствие $\bar{\gamma}$ -члена эквивалентна ТЛ-примесной проблеме при особом значении параметра e - e -взаимодействия $g = 1/2$ [4, 11]. Последняя проблема может быть, в свою очередь, сведена к модели резонансного уровня [14]. Переэкранированная двухканальная модель Кондо при определенном значении константы продольного обмена также эквивалентна модели резонансного уровня [15]. Таким образом, модель спиновой цепочки и модель Кондо эквивалентны в одной точке. С другой стороны, хорошо известно, что в переэкранированной двухканальной проблеме Кондо предел бесконечного обменного взаимодействия является неустойчивым, и при конечном спаривании имеется аномальная неподвижная точка [13]. Это свойство сохраняется при наличии анизотропии спинового обмена, которая не существенна в этом случае [16]. Поскольку модель спиновой цепочки и двухканальная модель Кондо эквивалентны в одной точке, представляется естественным наш результат, что точка $h = \infty$ является отталкивающей. Поскольку $h \propto u_-$, из этого анализа следует, что линия L_∞ , соответствующая $u_- \gg 1$, является отталкивающей неподвижной точкой для задачи примесного рассеяния в ТЛ-жидкости. Данное рассмотрение не ограничено особой точкой ТЛ-жидкости с $g = 1/2$. Оно оказалось возможным благодаря члену $\bar{\gamma} \neq 0$ в модели цепочки спинов.

4. Объединенный фазовый портрет ренормгруппы

Накопленная к настоящему времени информация объединена в графическом виде на рис. 1. На этой схеме модель рассеяния представлена слева, а модель туннелирования — справа. Поскольку для высокого барьера амплитуда рассеяния назад велика, а амплитуда туннелирования мала, для изображения u_- и $1/t_-$ использована вертикальная ось. Горизонтальная ось представляет u_+ вместе с другими параметрами, которые в модели с линеаризованным электронным спектром не перенормируются. Чтобы заполнить центральную часть фазового портрета, следует изучить область промежуточных значений потенциала примеси. В этой переходной области ни один из двух предельных случаев не дает правильного описания проблемы, и требуется рассмотрение более сложного гамильтониана, включающего оба предельных случая. Более того, для изучения РГ-траекторий в переходной области необходимо отказаться от приближений линеаризованного электронного спектра

и/или локальности дефекта. (В бозонном представлении кривизна электронного спектра описывается членами $\propto \rho_L(\mathbf{R})^3$. Для учета нелокальности примеси можно добавить член

$$\propto \psi_R^\dagger(0) \frac{d}{dx} \psi_L(0) + \text{H.c.};$$

когда $k_F a \ll 1$, коэффициент при этом члене очень мал.) Эффекты, возникающие из-за нелинейности электронного спектра и нелокальности дефекта, должны исследоваться с помощью разложения по петлевым диаграммам более высоких порядков. Эти эффекты могут иметь очень важное значение для перенормировки параметров u_+ и u_- , так как разделение на прямое и обратное рассеяние недействительно. В результате это может привести к изгибу фазовых траекторий вблизи линии L_f влево или вправо.

График на рис. 1 построен на основе идеализированных моделей и представляет собой схему, которая помогает понять, как можно объединить известные предельные случаи. Поскольку кривизна электронного спектра не универсальна, возможны различные варианты. Два наиболее очевидных варианта изображены на рис. 2, но можно представить себе более усложненные варианты, обусловленные многомерностью задачи, которая до сих пор была замаскирована приближением линеаризованного спектра и локальности дефекта. В варианте, представленном на рис. 2а, предельные случаи слабой и сильной примесей не соединены фазовыми траекториями. Напротив, фазовый портрет РГ, представленный на рис. 2б, соответствует скейлингу от L_0 к D_0 , т.е. от слабого примесного рассеяния к пределу двух несвязанных полубесконечных проволок, как предполагалось в [4]. Однако этот вариант фазового портрета РГ приобретает в рамках настоящего обсуждения существенно новый элемент. А именно, траектория РГ после первого этапа, на котором она достигает линии L_f , задерживается вблизи нее, что приводит к промежуточному асимптотическому поведению. Для достаточной слабой примеси этот промежуточный режим может быть очень долгим и при этом он определяет поведение системы при низких энергиях в некотором диапазоне температур.

Подчеркнем, что при рассмотрении локального дефекта в приближении линеаризованного электронного спектра фазовые траектории РГ, начинающиеся на L_0 , заканчиваются на L_f . Это приближение было использовано в отображении проблемы на теорию кулоновского

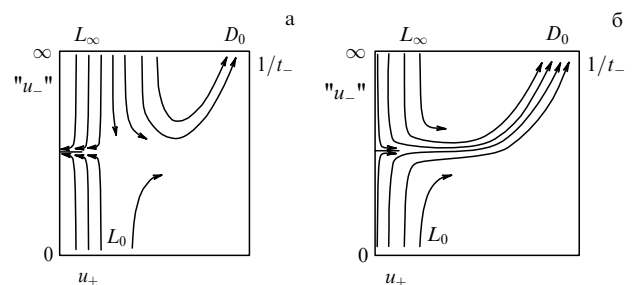


Рис. 2. Две возможные модификации фазового портрета, которые могут реализоваться за пределами приближений модели, таких как линеаризация спектра, локальность дефекта и т.д. Фазовый портрет становится неуниверсально зависящим от параметров модели.

газа [7, 8]. Следовательно, плотность туннельных состояний и показатель степени сингулярности ферми-края, найденные в [7, 8], соответствуют физической картине вблизи L_f , а не туннельному контакту, т.е. не окрестности D_0 .

5. Заключение

Исследована единичная примесь в ТЛ-жидкости с отталкивающим $e-e$ -взаимодействием. Проблема описана на основе непрерывной модели с точечным дефектом. Кроме амплитуды обратного рассеяния для слабой примеси и амплитуды туннелирования в противоположном пределе, фазовый портрет РГ определяется другим параметром, характеризующим "силу" потенциала примеси. Объединенный фазовый портрет оказывается довольно богатым. Фазовый портрет содержит новую притягивающую неподвижную линию L_f , которая определяет поведение системы при низких температурах, когда затравочный потенциал примеси является слабым. Существование притягивающей линии L_f при промежуточном значении параметра u_- следует из того, что обе предельные линии, L_∞ и L_0 , оказываются неустойчивыми. Представление фазовой диаграммы в пространстве параметров, характеризующих потенциал примеси, помогает прояснить различие между линиями неподвижных точек D_0 и L_f — они располагаются в разных частях фазовой диаграммы.

Сценарий, предложенный в работе [4], основан на предположении наличия скейлинга от слабого примесного рассеяния к сильному барьеру. Существование новой линии неподвижных точек, L_f -линии, указывает на то, что ситуация более сложная (см. рис. 2). Мы полагаем, что физический смысл L_f -линии (который отличается от физики двух слабо связанных полубесконечных линий, описываемых D_0) может иметь отношение к усилению роли фриделевских осцилляций в ТЛ-модели [5]. Мы считаем, что результаты, полученные с помощью теории кулоновского газа для туннельной плотности состояний и сингулярности ферми-края [7, 8], обусловлены притяжением к L_f , а не к D_0 .

Итак, нами установлено наличие новой притягивающей неподвижной точки, которая определяет режим сильной связи в рассеянии назад на единичном локальном дефекте в ТЛ-модели. Эта новая точка может также иметь отношение к ряду других сходных проблем, в частности, к теории движения квантовой частицы в диссипативном окружении. Более подробное изложение этой работы см. в [17].

Авторы благодарны Д.Е. Хмельницкому и Ю. Гегену за полезные обсуждения. Один из авторов А. Ф. Инкельштейн, выражает благодарность за премию Фонду Бареха. Работа выполнена при финансовой поддержке Академии наук Израиля (грант № 801/94-1) и Германско-Израильского фонда (GIF).

Список литературы

1. Mattis D C *The many body problem* (Singapore: World Scientific Publishing Co., 1993) ch 4.
2. Wen X G *Phys. Rev. B* **44** 5708 (1991)
3. Mattis D C *Phys. Rev. Lett.* **32** 714 (1974)
4. Kane C L, Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **68** 1220 (1992); *Phys. Rev. B* **46** 15233 (1992)
5. Matveev K A, Yue D, Glazman L I *Phys. Rev. Lett.* **71** 3351 (1993)

6. Furusaki A, Nagaosa N *Phys. Rev. B* **47** 4631 (1993)
7. Oreg Y, Finkel'stein A M *Phys. Rev. Lett.* **76** 4230 (1996)
8. Oreg Y, Finkel'stein A M *Phys. Rev. B* **53** 10928 (1996)
9. Eggert S, Affleck I *Phys. Rev. B* **46** 10866 (1992)
10. Affleck I, Ludwig W W J. *Phys. A: Math Gen.* **27** 5375 (1994)
11. Guinea F *Phys. Rev. B* **32** 7518 (1985)
12. Fradkin E, in *Field Theories of Condensed Matter Systems, Frontiers in Physics* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1991) ch. 4
13. Noziers P, Blandin A J. *de Phys.* **41** 193 (1980)
14. Matveev K A *Phys. Rev. B* **51** 1743 (1995)
15. Emery V J, Kivelson S *Phys. Rev. B* **46** 10812 (1992)
16. Affleck I, Ludwig A W W, Pang H B, Cox D L *Phys. Rev. B* **45** 7918 (1992)
17. To be published in *Philosophical Magazine in the Proceedings of the "Minerva Workshop on Mesoscopics, Fractals and Neural Networks"*, Eilat, Israel, March 1997 [cond-mat/9707162]

Основные состояния в одномерной электронной системе

В. Хансен, Д. Шмерек, К. Штайнебах

Экранирующие свойства электронной системы низкой размерности в гетероструктурах могут быть непосредственно исследованы с помощью измерений емкости между металлическим верхним электродом и электронной системой. Таким способом может быть получена очень важная информация о плотности состояния (ПС) электронной системы, что продемонстрировано в ряде публикаций по ПС в электронных системах двух [1, 2] и менее [3–7] измерений. Для надежного, а тем более количественного анализа этих данных крайне важно, чтобы время, за которое в системе устанавливается равновесие заряда, было существенно меньше интервала измерения емкостного сигнала. В общем случае это не выполняется, если обмен заряда происходит посредством транспорта в пределах самой низкоразмерной системы. В сильных магнитных полях емкостной сигнал включает в себя транспортные свойства электронной системы со специфическим поведением при четных факторах заполнения, где диагональная проводимость обращается в нуль [8–11]. С другой стороны, разработаны специальные устройства на гетеропереходах с контактом снизу, из которого инжекция заряда в низкоразмерную электронную систему происходит с высокими скоростями даже в сильных магнитных полях. В настоящей работе обобщаются экспериментальные результаты по таким устройствам с электронными каналами различной ширины. Эти результаты показывают, что зависимость емкости от напряжения на затворе свидетельствует об образовании краевых состояний [12, 13] и — даже при более узкой ширине канала — о пространственном квантовании в одномерные (1D) подзоны.

На рисунке 1 схематически изображено поперечное сечение и вид сверху устройств металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), используемых в данных экспериментах. Образцы с гетеропереходами, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, содержат легированный кремнием нижний контакт, спейсер из GaAs, барьер, образованный сверхрешеткой AlAs/GaAs, тонкий верхний слой GaAs и термически напыленные электроды затвора, с большой точностью сформированные посредством электронно-лучевой литографии [6]. Толщина GaAs-спейсера, барьера и защитного слоя