

# Ферми-жидкостная аномалия концентрационной зависимости $g$ -фактора электронов проводимости в полупроводнике с гибридизированными примесными состояниями

В.И. Окулов<sup>1</sup>, Е.А. Памятных<sup>2</sup>, Г.А. Альшанский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия  
E-mail: okulov@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Уральский государственный университет им. А.М. Горького, г. Екатеринбург, 620083, Россия

Статья поступила в редакцию 21 августа 2008 г.

Дано теоретическое описание концентрационной зависимости  $g$ -фактора электронов проводимости в гибридизированных состояниях на донорных примесях в полупроводнике с учетом влияния межэлектронного взаимодействия в рамках ферми-жидкостного подхода. Показано, что предсказываемая теорией зависимость, обусловленная ферми-жидкостным взаимодействием, из-за частичной локализации электронов на примесях в резонансном интервале является немонотонной.

Дано теоретичний опис концентраційної залежності  $g$ -фактора електронів провідності в гібридизованих станах на донорських домішках у напівпровіднику з урахуванням впливу міжелектронної взаємодії в рамках фермі-рідинного підходу. Показано, що залежність, яка передбачається теорією і обумовлена фермі-рідинною взаємодією, є немонотонною через часткову локалізацію електронів на домішках у резонансному інтервалі.

PACS: 72.10.Fk Рассеяние точечными дефектами, дислокациями, поверхностями и другими несовершенствами (в том числе эффект Кондо);  
72.20.Dr Общая теория, механизмы рассеяния;  
72.80.Ey Полупроводники III–V и II–VI групп.

Ключевые слова: полупроводники, примеси переходных элементов,  $g$ -фактор, гибридизация состояний электронов.

## Введение

Электронные энергетические уровни донорных примесей в полупроводнике могут попадать в полосу проводимости и образовывать тогда гибридизированные электронные состояния, которым отвечает как свободное движение, так и локализованная часть электронной плотности. Существование гибридизированных состояний приводит к характерным низкотемпературным аномалиям кинетических и термодинамических величин, которые недавно исследовались в экспериментах на селениде ртути с донорными примесями железа и других переходных элементов [1–4]. Основы теоретического описания связанных с этим закономерностей изложены в работах [5,6]. В исследованных в последнее время квантовых осцилляциях Шубникова–де Гааза на тех же объектах [7] были обнаружены свидетельства немонотонной зависимости  $g$ -фактора электронов проводимости от концентрации примесей. Такой эффект принципиально важен, поскольку он обусловлен межэлектронным взаимодействием. В связи с этим возникла задача развития его теории. Настоящая работа посвящена решению этой задачи. На основе квантового ферми-жидкостного подхода в рамках простой аппроксимации функции взаимодействия нами приведен вывод формулы для  $g$ -фактора электронов проводимости в гибридизированных состояниях и показано, что она описывает немонотонную концентрационную зависимость.

дованных в последнее время квантовых осцилляциях Шубникова–де Гааза на тех же объектах [7] были обнаружены свидетельства немонотонной зависимости  $g$ -фактора электронов проводимости от концентрации примесей. Такой эффект принципиально важен, поскольку он обусловлен межэлектронным взаимодействием. В связи с этим возникла задача развития его теории. Настоящая работа посвящена решению этой задачи. На основе квантового ферми-жидкостного подхода в рамках простой аппроксимации функции взаимодействия нами приведен вывод формулы для  $g$ -фактора электронов проводимости в гибридизированных состояниях и показано, что она описывает немонотонную концентрационную зависимость.

### 1. Исходные соотношения

В своем рассмотрении мы применяем квантовый ферми-жидкостный подход [8–10] для описания реакции электронов в гибридизированных состояниях на постоянное магнитное поле. Исходным является уравнение для плотности эффективного магнитного момента электрона  $\mu_p(\mathbf{r})$  в состоянии с квантовыми числами  $p$ :

$$\mu_p(\mathbf{r}) = \mu_0 n_p(\mathbf{r}) + \sum_{p'} \Psi_{pp'} f'(\epsilon_{p'}) \mu_{p'}(\mathbf{r}) = \mu_0 n_p(\mathbf{r}) + \mu_p^{ee}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $n_p(\mathbf{r})$  — электронная плотность в состоянии  $p$ ,  $\Psi_{pp'}$  — функция ферми-жидкостного взаимодействия,  $f'(\epsilon_p)$  — производная функции Ферми  $f(\epsilon_p)$ ,  $\mu_0$  — магнитный момент электрона проводимости. Набор квантовых чисел гибридизированных состояний включает модуль импульса  $\mathbf{p}$  (или энергию  $\epsilon$ ) и углы, определяющие направление движения рассеянного электрона. В рамках принимаемой изотропной модели электронной системы вычисляемые нами физические величины ( $g$ -фактор, магнитная восприимчивость) выражаются через усредненные по углам и по объему величины  $n_p(\mathbf{r})$  и  $\mu_p(\mathbf{r})$ . Такое усреднение  $n_p(\mathbf{r})$  дает плотность состояний

$$n'(\epsilon) = n_e'(\epsilon) + n_d z'(\epsilon), \quad (2)$$

состоящую из вкладов свободного движения  $n_e'(\epsilon)$  и локализации  $n_d z'(\epsilon)$ ;  $n_d$  — концентрация донорных примесей,  $z'(\epsilon)$  — производная функции  $z(\epsilon)$ , характеризующей долю локализации. Функция  $z'(\epsilon)$  имеет вид лоренцевского пика шириной  $2\Delta$  в интервале существования гибридизированных состояний ( $\epsilon_r - \Gamma < \epsilon < \epsilon_r + \Gamma$ ) вблизи резонансной энергии  $\epsilon_r$ . Что же касается усреднения диагональных матричных элементов плотностей других операторов, то в итоге его получаются линейные комбинации приведенных в формуле (2) вкладов. В частности, усредненная величина  $\mu_p^{ee}(\mathbf{r})$  оказывается равной

$$\mu^{ee}(\epsilon) = A_e^{ee}(\epsilon) n_e'(\epsilon) + A_d^{ee}(\epsilon) n_d z'(\epsilon), \quad (3)$$

где коэффициенты  $A_e^{ee}(\epsilon)$  и  $A_d^{ee}(\epsilon)$  определяются уравнением (1). Согласно формулам (2), (3) и уравнению (1), усредненный эффективный магнитный момент можно записать следующим образом:

$$\mu(\epsilon) = \mu_0 [I_e(\epsilon) n_e'(\epsilon) + I_d(\epsilon) n_d z'(\epsilon)], \quad (4)$$

и тогда в формуле (3) имеем

$$A_e^{ee}(\epsilon) = \mu_0 \int d\epsilon' f'(\epsilon') [\Psi_e(\epsilon, \epsilon') I_e(\epsilon') n_e'(\epsilon') + \Psi_{ed}(\epsilon, \epsilon') I_d(\epsilon') n_d z'(\epsilon')], \quad (5)$$

$$A_d^{ee}(\epsilon) = \mu_0 \int d\epsilon' f'(\epsilon') [\Psi_{ed}(\epsilon, \epsilon') I_e(\epsilon') n_e'(\epsilon') + \Psi_d(\epsilon, \epsilon') I_d(\epsilon') n_d z'(\epsilon')], \quad (6)$$

где введены функции ферми-жидкостного взаимодействия, полученные при усреднении исходной функции  $\Psi_{pp'}$ . Функция  $\Psi_e(\epsilon, \epsilon')$  характеризует влияние межэлектронного взаимодействия на спиновый магнитный момент электрона проводимости. Аналогичную роль для локализованной части момента играет функция  $\Psi_d(\epsilon, \epsilon')$ . Качественно важное значение имеют слагаемые с функцией  $\Psi_{ed}(\epsilon, \epsilon')$ , которые описывают смешивание в эффективном магнитном моменте электрона проявлений свободного движения и локализации.

Приведенные соотношения (2)–(6) позволяют записать исходное уравнение (1) в виде системы линейных уравнений для коэффициентов  $I_e(\epsilon)$  и  $I_d(\epsilon)$ . Аппроксимируя функции ферми-жидкостного взаимодействия константами, получим систему алгебраических уравнений для констант  $I_e$  и  $I_d$ . Такая система уравнений использовалась в работе [6] при рассмотрении магнитной восприимчивости, равной

$$\chi_e = \mu_0^2 (\eta_{e0} I_e + \eta I_d), \quad (7)$$

где

$$\eta_{e0} = - \int d\epsilon f'(\epsilon) n_e'(\epsilon); \quad \eta = - n_d \int d\epsilon f'(\epsilon) z'(\epsilon). \quad (8)$$

В представленном выше изложении мы исправляем неточность, допущенную в статье [6] при описании вывода упомянутой системы уравнений для  $I_e$  и  $I_d$  вместе с равенством (7). В рамках того же подхода рассмотрим  $g$ -фактор электронов проводимости.

### 2. Концентрационная зависимость $g$ -фактора

Согласно формуле (4), эффективный магнитный момент электрона в гибридизированном состоянии содержит два слагаемых, отражающих соответственно вклады свободного движения и локализации. В проводимости проявляется лишь первый вклад, определяющий энергию взаимодействия спина распространяющегося электрона с магнитным полем. В соответствии с этим величина  $g$ -фактора проводящего электрона определяется как  $g_c = g_0 I_e$ , где  $g_0 = -2\mu_0/\mu_B$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Вычислив определенную выше величину  $I_e$ , получим

$$g_c = g_e [1 - \Psi_{ed}(1 - \Psi_{ed} \eta_e) \eta / (1 + \Psi \eta)] = g_e [1 - \Psi_{ed}(1 - \Psi_{ed} \eta_e) (\chi/\mu^2)], \quad (9)$$

где  $g_e = g_0 / (1 + \Psi_e \eta_{e0})$  — эффективный  $g$ -фактор в отсутствие локализации;  $\eta_e = \eta_{e0} / (1 + \Psi_e \eta_{e0})$ ;  $\Psi = \Psi_d - \Psi_{ed}^2 \eta_e$ ;  $\chi$  — вклад локализации в магнитную воспри-

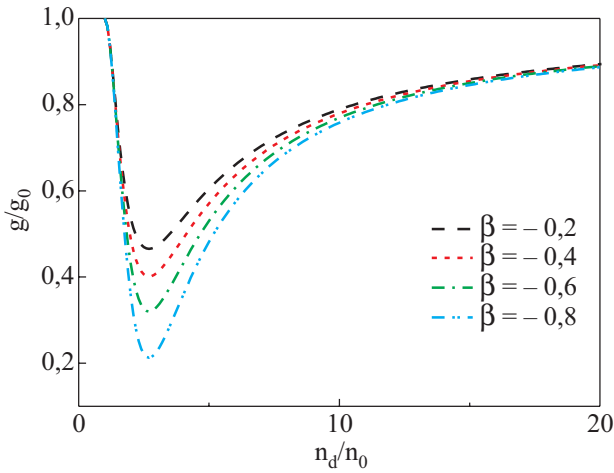


Рис. 1. Зависимость относительной величины  $g$ -фактора от концентрации донорных примесей при положительных  $\Psi_{ed}$ ;  $\beta = \Psi n_0/\Delta$ .

имчивость  $\chi_e$ ;  $\mu = \mu_0(1 - \Psi_{ed} \eta_e)$ . В актуальном для нас случае энергия Ферми электронов, определяемая концентрацией донорных примесей  $n_d$ , расположена внутри резонансного интервала в окрестности пика функции  $z'(\epsilon)$ . В этом случае величина  $\eta_e$  практически не зависит от  $n_d$ , и вся концентрационная зависимость  $g$ -фактора определяется функцией  $\eta/(1 + \Psi\eta) = \chi/\mu^2$ , т.е. величиной

$$\eta = (n_d \pi \Delta) \sin^2(\pi n_0/n_d). \quad (10)$$

Вывод формулы (10) приведен в статье [6]. Она описывает резко немонотонный характер концентрационной зависимости  $g$ -фактора с минимумом при положительных  $\Psi_{ed}$ . Этот результат может объяснить эффект, наблюдавшийся в экспериментах [7]. Примеры теоретических зависимостей приведены на рис. 1.

### Заключение

В работе показано, что взаимодействие электронов в гибридизированных состояниях на донорных примесях приводит к концентрационной зависимости  $g$ -фактора. Изложен вывод формул, описывающих перенормировку  $g$ -фактора на основе квантового ферми-жидкостного подхода, и предсказан немонотонный характер ее зависимости для электронов проводимости, обусловленный локализацией электронной плотности в гибридизированных состояниях.

Статья написана на основе доклада, сделанного на XVII Уральской международной школе по физике полупроводников (г. Новоуральск, 18–23 февраля

2008 г.). Благодарим участников школы за ценное обсуждение.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р.01.2.006 13395) при поддержке РФФИ (грант 06-02-16919).

1. В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **30**, 441 (2004).
2. В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, В.Л. Константинов, А.В. Королев, Э.А. Нейфельд, Л.Д. Сабирзянова, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **30**, 558 (2004).
3. В.И. Окулов, А.В. Гергерт, Т.Е. Говоркова, А.В. Королев, А.Т. Лончаков, Л.Д. Сабирзянова, С.Ю. Паранчич, М.Д. Андрийчук, В.Р. Романюк, *ФНТ* **31**, 1143 (2005).
4. В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, А.В. Королев, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **33**, 282 (2007).
5. В.И. Окулов, *ФНТ* **30**, 1194 (2004); *ФММ* **100**, 23 (2005).
6. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.В. Гергерт, *ФММ* **101**, 11 (2006).
7. Т.Е. Говоркова, Г.А. Альшанский, А.Т. Лончаков и др., *Тез. докл. VIII Российской конференции по физике полупроводников*, Екатеринбург (2007), с. 374.
8. V.I. Okulov and E.A. Pamyatnykh, *Phys. Status Solidi* **B60**, 771 (1973).
9. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, *ФММ* **8**, 5 (1990).
10. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, *Низкотемпературные магнитные квантовые осцилляции в металлах*, Изд-во Уральского университета (2004).

### Fermi-liquid anomaly of concentration dependence of conduction electron $g$ factor in semiconductor with hybridized impurity states

V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, and G.A. Alshanskii

The concentration dependence of conduction electrons  $g$  factor in hybridized states on donor impurities in a semiconductor is described theoretically with allowance for the electron–electron interaction in the framework of the Fermi-liquid approach. It is shown that the theoretical dependence, due to the Fermi-liquid interaction, is non-monotonous because of partial localization of electrons on impurities in the resonance interval.

PACS: 72.10.Fk Scattering by point defects, dislocations, surfaces, and other imperfections (including Kondo effect);  
72.20.Dp General theory, scattering mechanisms;  
72.80.Ey III–V and II–VI semiconductors.

Keywords: semiconductors, impurities of transition elements,  $g$  factor, hybridization of electron states.