Октябрь 1997 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 167, № 10*

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(14 мая 1997 г.)

14 мая 1997 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Минеев В.П., Вавилов М.Г.** (Институт Теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская обл.) *Эффект де Гааза–ван Альфена в сверхпроводниках*.
2. **Волков В.А., Тахтамиров Э.Е.** (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва). *Динамика электрона с пространственно-зависящей массой и метод эффективной массы для полупроводниковых гетероструктур*.
3. **Сухоруков А.П.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова). *Новое направление в физике солитонов — параметрические связанные солитоны в квадратично-нелинейной среде*.
4. **Богатов А.П.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Оптика полупроводниковых лазеров*.
5. **Коровин С.Д.** (Институт сильноточной электроники, Томск). *Генерация мощного микроволнового излучения на основе сильноточных наносекундных электронных пучков*.
6. **Арделян Н.В., Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Институт космических исследований РАН, Москва). *Механизмы взрыва сверхновых: магниторотационная модель*.
7. **Слыш В.И.** (Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Звезды, планеты, космические лазеры*.

Краткие содержания некоторых докладов публикуются ниже.

PACS numbers: **05.50.+q**, **75.90.+w**

Эффект де Гааза–ван Альфена в сверхпроводниках

В.П. Минеев, М.Г. Вавилов

Квантовые осцилляции намагниченности — эффект де Гааза–ван Альфена (дГвА) — хорошо изученное явление в физике нормальных металлов. Согласно общепринятой теории Лифшица–Косевича [1], каждое экстремальное сечение поверхности Ферми дает вклад в осциллирующую часть намагниченности, пропорциональный

$$M_{\text{osc}} \sim \sqrt{H}\,\frac{2\pi^2 T/\omega_c}{\sinh(2\pi^2 T/\omega_c)}\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau}\right)\sin\left(\frac{2\pi F}{H}+\Phi\right). \tag{1}$$

Здесь $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, $F = cS/2\pi e$, S — площадь экстремального сечения поверхности Ферми, τ — время рассеяния электронов на примесях. Постоянная Планка $\hbar$ всюду положена равной 1. Величину $1/2\pi\tau$ принято называть температурой Дингла. Как температурный, так и примесный множители в формуле (1) быстро убывают с уменьшением магнитного поля, и в нормальных металлах осцилляции дГвА доступны для наблюдения в достаточно сильных полях. Что же касается сверхпроводников, то обычно магнитные поля, в которых практически возможно наблюдать эффект дГвА, значительно превосходят критическое поле фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Поэтому появление заметных осцилляций намагниченности можно ожидать лишь в области очень низких температур:

$$T < \frac{eH_{c2}}{2\pi^2 m^* c} \sim \frac{T_c^2}{\mu}. \tag{2}$$

Здесь T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние в нулевом поле, μ — энергия Ферми. С другой стороны, из-за рассеяния на примесях [2] осцилляции дГвА заметны лишь в достаточно чистых металлах, т.е. при выполнении условия $\omega_c\tau \gg 1$, которое можно переписать, так же как $l_{\text{imp}} \gg R_c$. Здесь $l_{\text{imp}} = v_f\tau$ — длина свободного пробега и $R_c = k_f\lambda^2$ — циклотронный радиус, k_f — фермиевский волновой вектор, $\lambda = \sqrt{c/eH}$ — магнитная длина. λ в поле порядка H_{c2} совпадает с длиной когерентности $\xi(T)$. Поэтому требование к чистоте образца, достаточной для наблюдения осцилляций дГвА в полях порядка H_{c2},

$$l_{\text{imp}} \gg k_f\xi^2 \tag{3}$$

значительно сильнее обычного условия чистоты сверхпроводника $l_{\text{imp}} \gg \xi_0$.

Таким образом, наблюдать эффект дГвА в области полей и температур, характерных для сверхпроводников второго рода, можно только в довольно редко встречающихся ультрачистых сверхпроводниках с большим значением верхнего критического поля. К ним относятся соединения со структурой A-15 (V_3Si, Nb_3Sn) [3, 4], борокарбиды ($YNiB_2C$) [5], а также некоторые органические и слоистые сверхпроводники (см. обзоры [6, 7]). Так, в V_3Si [3], где $H_{c2} = 18{,}5$ Тл, $T_c = 17$ К, $\xi_0 = 6{,}3$ нм и при этом $l_{imp} > R_c = 130$ нм, осцилляции дГвА в полях порядка H_{c2} доступны для наблюдения при температурах порядка 1 К.

Эффект дГвА в указанных веществах сохраняется и при переходе в смешанное состояние ($H < H_{c2}$). При этом частота осцилляций не претерпевает изменений, а амплитуда убывает с уменьшением поля быстрее, чем в нормальном состоянии.

Подавление амплитуды осцилляций намагниченности в сверхпроводниках второго рода вычислялось в теоретических работах [8] и [9]. Было показано, что в смешанном состоянии рассеяние квазичастиц на пространственно неоднородном распределении параметра порядка $\Delta(\mathbf{R})$ приводит к дополнительному уширению уровней Ландау:

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \sqrt{\mu\omega_c}\,\frac{H_{c2} - H}{H_{c2}}\,. \tag{4}$$

В результате амплитуда эффекта дГвА помимо фактора Дингла приобретает еще один не зависящий от температуры множитель $\exp(-\pi/\omega_c\tau_s)$ и достаточно быстро убывает по мере отхода от линии фазового перехода H_{c2}.

Вывод выражения (4) в теоретическом плане неудовлетворителен. Дело в том, что спектр электронов и величина уширения уровней получены в работе [8] формальной заменой квазиклассического спектра, найденного в статье [10], на соответствующее квантовое выражение. Квазиклассическое описание в терминах непрерывных переменных $\xi = k^2/2m - \mu$ и полярного угла θ вполне адекватно, когда расстояние между уровнями Ландау мало по сравнению с температурой T или шириной уровней $\Gamma = 1/2\tau$. При изучении эффекта дГвА мы имеем дело как раз с противоположной ситуацией $\omega_c > 2\pi^2 T$ и $\omega_c > \pi\Gamma$, поэтому пользоваться квазиклассическим подходом при вычислениях спектра нельзя.

Квантовый подход, развитый Стефеном [9], тем не менее подтвердил результаты Маки [8]. В [9], однако, при вычислении собственной энергии квазичастиц в пределе низких температур $T < \omega_c$ была выполнена замена суммирования по главному квантовому числу интегрированием, что допустимо только при условии, если ширина уровней превосходит расстояние между ними. Это и привело к совпадению результатов работ [8] и [9].

Описания эффекта дГвА в сверхпроводниках предлагались также в работах [11–13]. При всей разнице подходов авторами так или иначе использовался спектр типа БКШ:

$$E = \sqrt{E_n^2(k_z) + \Delta^2}\,, \tag{5}$$

где

$$E_n(k_z) = \omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{k_z^2}{2m} - \mu\,. \tag{6}$$

Стефеном [9] было показано, что спектр (5) реализуется лишь в достаточно слабых полях $\sqrt{\mu\omega_c} \ll T$, поэтому, в силу условия (2), наблюдение осцилляций намагниченности в этой области невозможно.

Спектр (5) формально также получается в ультраквантовом пределе $\omega_c \sim \mu$ [14]. Известно, однако, что в ультраквантовом пределе в теории сверхпроводимости неприменимо приближение среднего поля (см. [15]), тем самым использованная в [14] математическая модель не дает адекватного описания сверхпроводимости в сильных полях.

В представленной работе [16] развита самосогласованная квантовая теория эффекта в смешанном состоянии. Показано, что при конечной концентрации примесей, несмотря на требование высокой чистоты $\omega_c > \pi\Gamma$, необходимое для наблюдения эффекта дГвА, в смешанном состоянии вблизи верхнего критического поля H_{c2} имеется область бесщелевой сверхпроводимости, в которой плотность состояний на поверхности Ферми остается конечной:

$$N(E = 0) = N_0\left(1 - \frac{2\sqrt{\pi^3 n_f}}{L \ln n_f}\,\frac{H_{c2} - H}{H_{c2}}\right). \tag{7}$$

Здесь N_0 — плотность состояний в нормальном металле, $n_f = \mu/\omega_c$, L — числовая константа, $L \approx 2$.

Согласно уравнению (7), вблизи фазового перехода металл – сверхпроводник существует область бесщелевой сверхпроводимости в интервале полей

$$\frac{H_{c2} - H}{H_{c2}} < \frac{\ln n_f}{\pi^{3/2}\sqrt{n_f}}\,. \tag{8}$$

В большинстве сверхпроводников число n_f велико. Поэтому бесщелевая сверхпроводимость реализуется в очень малом интервале магнитных полей. Тем не менее в сверхпроводниках, в которых наблюдались осцилляции де Гааза – ван Альфена, n_f не превышает 50 [3, 4]. В соответствии с (8) плотность состояний на уровне Ферми остается конечной при $H_{c2} - H \approx 0{,}1 H_{c2}$.

Осциллирующая часть плотности состояний на уровне Ферми, а стало быть и осциллирующая часть намагниченности M_s^{osc}, в смешанном состоянии также оказывается подавлена по сравнению с ее значением в нормальном состоянии M_n^{osc}:

$$\frac{M_s^{osc}}{M_n^{osc}} = 1 - \frac{2\sqrt{\pi n_f}}{L \ln n_f}\,\frac{H_{c2} - H}{H_{c2}}\,. \tag{9}$$

Результаты (7) и (9) получены в линейном приближении по квадрату параметра порядка $\Delta^2 \sim (H_{c2} - H)/H_{c2}$ при выполнении условий $T < \Gamma \ll \omega_c$. Выход за пределы линейного приближения сопряжен со значительными математическими трудностями, связанными с недиагональностью матрицы собственной энергии, неизбежно возникающей вследствие пространственно неоднородного распределения параметра порядка.

Список литературы

1. Лифшиц И М, Косевич А М *ЖЭТФ* **29** 730 (1955)
2. Бычков Ю А *ЖЭТФ* **39** 1401 (1961)
3. Corcoran R et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 701 (1994)
4. Harrison N et al. *Phys. Rev. B* **50** 4208 (1994)
5. Goll G et al. *Phys. Rev. B* **53** 8871 (1996)
6. Corcoran R et al. *Physica B* **206–207** 534 (1995)
7. Springford M, Wasserman A *J. Low Temp. Phys.* **105** 273 (1996)

8. Maki K *Phys. Rev. B* **44** 2861 (1991)
9. Stephen M J *Phys. Rev. B* **45** 5481 (1992)
10. Brandt U, Pesch W, Tewordt L *Z. Phys.* **201** 209 (1967)
11. Dukan S, Tesanovic Z *Phys. Rev. Lett.* **74** 2311 (1995)
12. Miller P, Györffy B L *J. Phys.: Kondens. Mater* **7** 5579 (1995)
13. Miyake K *Physica B* **186–188** 115 (1993)
14. Rasolt M, Tesanovich Z *Rev. Mod. Phys.* **64** 709 (1992)
15. Yakovenko V M *Phys. Rev. B* **47** 8851 (1993)
16. Вавилов М Г, Минеев В П *ЖЭТФ* (в печати)

PACS numbers: 71.25.Cx, 73.20.Dx, 73.40.Kp

Динамика электрона с пространственно-зависящей массой и метод эффективной массы для полупроводниковых гетероструктур

В.А. Волков, Э.Е. Тахтамиров

1. Введение

Для квантовомеханического описания динамики электронов кристалла в плавных внешних полях широко используется метод (или приближение) эффективной массы (ЭМ). Применительно к однородным полупроводникам этот метод был разработан 40 лет назад Коном и Латтинжером [1, 2]. Математическим фундаментом подхода Кона – Латтинжера является метод огибающих функций (ОФ) [1], которые медленно меняются на длинах порядка постоянной решетки a. С возникновением и развитием физики полупроводниковых гетероструктур и их использованием в приборах (здесь достаточно указать на многочисленные применения многослойных гетероструктур с квантовыми ямами) встал вопрос об обобщении метода ЭМ на случай пространственно-зависящей ЭМ $m(\mathbf{r})$. За 30 лет предложено много различных формулировок. Среди ряда возникших при этом проблем отметим две очевидные. Первая: неоднозначность оператора кинетической энергии, обусловленная некоммутативностью оператора импульса и функции $m(\mathbf{r})$. *A priori* от этого оператора можно требовать лишь эрмитовости; это является довольно слабым ограничением на его возможную форму, от которой могут существенно зависеть и получаемые решения уравнения ЭМ [3]. Вторая проблема: эффективный потенциал вблизи гетерограницы очень часто не является плавной функцией на масштабах порядка a. Сомнению подвергается тогда сама корректность применения дифференциальных уравнений в рамках метода ОФ.

Ограничимся рассмотрением гетероструктур, состоящих из родственных материалов, когда разрывы зон малы по сравнению с характерными ширинами запрещенных зон; это, как правило, означает, что слабо отличаются и параметры ЭМ. Рассмотрим первую проблему, которая возникает уже и для гетеропереходов (ГП) с плавным на масштабах a изменением химического состава. Выберем за потенциал нулевого приближения потенциал кристаллической решетки (мысленно продолженной на все пространство) одного из материалов структуры, а отличие потенциалов решеток остальных полупроводников от базисного будем считать возмущением. Следуя подходу Кона и Латтинжера и получая многозонную $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ систему уравнений (см., например, [4]), можно попытаться разрешить проблему о правильном порядке некоммутирующих операторов в операторе кинетической энергии для "однозонных" уравнений (одно уравнение, справедливое вблизи дна зоны проводимости, или система уравнений вблизи потолка валентной зоны).

Само сведение многозонной системы уравнений к однозонному уравнению достигается исключением из многозонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ системы малых ОФ в пользу больших посредством некой процедуры. Здесь уместно сделать небольшое отступление и воспользоваться формальной аналогией между релятивистским уравнением Дирака и многозонной системой $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ уравнений на ОФ [5], которая проще всего прослеживается в двухзонном приближении (зона проводимости и валентная). В релятивистской теории есть два подхода к получению уравнения для "мелких" состояний электрона. Первый подход заключается в выражении малой позитронной компоненты волновой функции через электронную и подстановке ее в уравнение для электронной компоненты. При этом можно иметь дело либо с точным уравнением, которое не является уравнением на собственные значения ([6], гл. XX, § 28), либо приближенным уравнением, за эрмитовостью которого нужно следить отдельно [7]. Другой подход — преобразование типа Фолди – Вотхойзена, приближенное унитарное преобразование уравнения Дирака ([6], гл. XX, § 33). В нашем случае первый подход сравнительно просто реализуется только в двухзонном приближении (см., например, [8]); при учете удаленных зон [9, 10] возникает ряд сложностей. Этот момент является существенным при описания дырочных состояний в структурах на основе III – V полупроводников, поскольку конечность ЭМ тяжелых дырок достигается за рамками двухзонной модели. Будем следовать поэтому второму подходу — унитарному преобразованию, исключающему малые ОФ ([11], § 15). Поскольку мы рассматриваем гетероструктуры, состоящие из родственных материалов, канонический метод Кона – Латтинжера с пространственно-независящей ЭМ будет играть роль первого приближения. Учет пространственной зависимости ЭМ приведет к необходимости рассмотреть поправки к канонической теории, причем следует учитывать все поправки одного порядка малости, не допуская превышения точности. Обратимся к релятивистской аналогии с гипотетическим уравнением Дирака, содержащим неоднородную щель $2c^2m(\mathbf{r})$, где c есть скорость света в вакууме. Обычное однозонное уравнение ЭМ является аналогом нерелятивистского уравнения Шрёдингера. Существенно, однако, что ЭМ в двухзонном приближении пропорциональна локальной ширине запрещенной зоны $E_g(\mathbf{r})$, а относительное изменение ЭМ $\delta m/m \simeq \delta E_g/E_g$. В силу того, что поправка к кинетической энергии, описывающая пространственную зависимость ЭМ, имела бы "релятивистский" характер ($\delta m/m \propto 1/c^2$), искомые уравнения для ГП будут аналогичны уравнению Шрёдингера со всеми релятивистскими поправками, пропорциональными $1/c^2$ как обычными (вклад непараболичности, пропорциональный $\mathbf{p}^4$, где $\mathbf{p}$ — оператор импульса, вклад спин-орбитального взаимодействия и член Дарвина), так и новой псевдорелятивистской поправкой, описывающей $\delta m(\mathbf{r})$.

Обширная, хотя и далеко не полная библиография, посвященная попыткам получения уравнений ЭМ с