

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

**Исследования поверхности Ферми металлов
с помощью высокочастотных размерных эффектов**

В.А. Гаспаров

Приведён обзор экспериментальных и теоретических работ по исследованиям поверхностей Ферми чистых металлов с помощью высокочастотных размерных эффектов. Особое внимание уделено исследованиям таких малоизвестных эффектов, как времяпролётный эффект, многоканальный и нелинейный размерные эффекты.

Ключевые слова: поверхность Ферми металлов, радиочастотный размерный эффект, времяпролётный эффект, нелинейный размерный эффект, многоканальное поверхностное рассеяние, чистые металлы

PACS numbers: 71.10.Ca, 71.15.-m, 71.20.-b, 72.10.-d

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.05.038125>

Содержание

1. Введение (311).
2. Баллистические эффекты (312).
 - 2.1. Отсечка циклотронного резонанса.
 - 2.2. Радиочастотный размерный эффект (эффект Гантмахера) в параллельном магнитном поле.
 - 2.3. Исследования поверхности Ферми Cu и Ag.
 - 2.4. Времяпролётный эффект в Ag.
 - 2.5. Исследования поверхности Ферми переходных металлов (Mo и W).
 - 2.6. Радиочастотный размерный эффект в наклонном и перпендикулярном магнитном поле.
 - 2.7. Многоканальный радиочастотный размерный эффект в вольфраме.
 - 2.8. Нелинейный радиочастотный размерный эффект в висмуте.
3. Эффект де Гааза – ван Альфена (320).
 - 3.1. Квантовые осцилляции в ZrB₁₂.
 - 3.2. Квантовые осцилляции в YBa₂Cu₃O_{7-x}.
4. Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (322).
5. Заключение (323).

Список литературы (323).

*Памяти Всеволода Феликовича Гантмахера,
Виталия Владимировича Бойко
и Robert Huguenin посвящается*

1. Введение

Поверхности Ферми (ПФ) большинства чистых металлов исследуются начиная с 1960-х годов по настоящее время [1–13]. Результаты этих исследований представлены в ряде обзоров. Была восстановлена не только

В.А. Гаспаров. Институт физики твердого тела РАН,
ул. Академика Осипьяна 2, 142432 Черноголовка, Московская обл.,
Российская Федерация
E-mail: vgasparo@issp.ac.ru

*Статья поступила 15 января 2017 г.,
после доработки 8 мая 2017 г.*

топология ПФ, но и измерены основные размеры ПФ чистых металлов с высокой точностью, что позволило аналитически описать ПФ большинства металлов. Развитие теоретических и численных методов построения электронной структуры металлов, таких как псевдо-потенциал, APW (Augmented Plane Waves), KKR (Korringa – Kohn – Rostocker scheme) и т.д., позволило провести вычисления электронной структуры этих металлов на основе полученной экспериментальной информации. Несмотря на то что достигнут существенный прогресс в расчётах электронной структуры металлов из первых принципов (*ab initio*), точность этих методик оказалась недостаточной для аналитического описания ПФ, сравнимого с экспериментом. Поэтому получили развитие интерполяционные методы вычислений электронной структуры металлов с подгонкой электронно-ионного потенциала по экспериментальным данным [14].

Впоследствии, однако, основное внимание было уделено анализу механизмов рассеяния электронов в чистых металлах с помощью радиочастотных и баллистических эффектов [10–13]. В настоящем обзоре сделана попытка собрать воедино имеющуюся информацию о результатах исследований ПФ металлов с помощью высокочастотных размерных эффектов (ВРЭ), которые не приведены в опубликованных ранее обзорах [1–9].

Основная цель настоящего обзора — привлечь внимание специалистов к весьма простым методам, позволяющим исследовать ПФ металлов с высокой точностью. Заметим, что в экспериментах по ВРЭ измеряются непосредственно радиальные размеры ПФ, что существенно упрощает восстановление ПФ. В то же время в эффектах с квантовыми осцилляциями (эффект де Гааза – ван Альфена (dHvA) и эффект Шубникова – де Гааза (SdH)) измеряется площадь экстремального сечения ПФ. Кроме того, для экспериментов по ВРЭ не требуются сверхсильные магнитные поля и низкие температуры, как при измерении квантовых осцилляций. Вместе с тем эксперименты с квантовыми осцилляциями

в высокотемпературных сверхпроводниках, проведённые в последние годы, показали огромные возможности этих эффектов для восстановления ПФ металлов, чему уделено особое внимание.

В последние годы широко развиваются исследования ПФ с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Эти эксперименты и методика исследований представлены в целом ряде обзоров [15–17], поэтому мы остановимся лишь на наиболее интересных и впечатляющих результатах, полученных для высокотемпературных сверхпроводников, адресовав читателя к указанным обзорам. Заметим только, что точность измерений с помощью ARPES не может конкурировать с ВРЭ и квантовыми осцилляциями.

2. Баллистические эффекты

2.1. Отсечка циклотронного резонанса

Для иллюстрации явления ВРЭ рассмотрим представленную на рис. 1 плоскопараллельную монокристаллическую пластинку металла толщиной d с большой длиной свободного пробега l при температуре жидкого гелия в магнитном поле H , параллельном поверхности пластины [18].

Пластинка возбуждается микроволновым высокочастотным (ВЧ) полем, проникающим в металл на глубину скин-слоя δ . На достаточно высоких частотах в образце толщиной d в условиях, удовлетворяющих циклотронному резонансу (ЦР), $\omega = n\Omega = neH/m^*c$, поглощение микроволнового поля испытывает осцилляции в функции $1/H$ с ларморовской частотой Ω , при кратности периода обращения эффективных электронов периоду ВЧ-поля $T = 2\pi/\omega$. Здесь m^* — эффективная масса электронов (на экстремальных сечениях ПФ), $n = 1, 2, 3, \dots$ — целое число.

В результате ЦР возникают резонансы в поглощении микроволнового поля в магнитных полях $H_n = m^*\omega c/ne$ с периодом $\Delta H^{-1} = e/m^*c\omega$ (рис. 2).

Как видно на рис. 2, на толстом образце наблюдаются резонансы ЦР, затухающие по амплитуде, уширяющиеся и переходящие в синусоидальные осцилляции по мере роста порядка резонанса n . В то же время резонансы с $n > 27$ пропадают на тонком образце в области магнитных полей, ограниченных штриховыми прямыми. В результате происходит отсечка циклотронного резо-

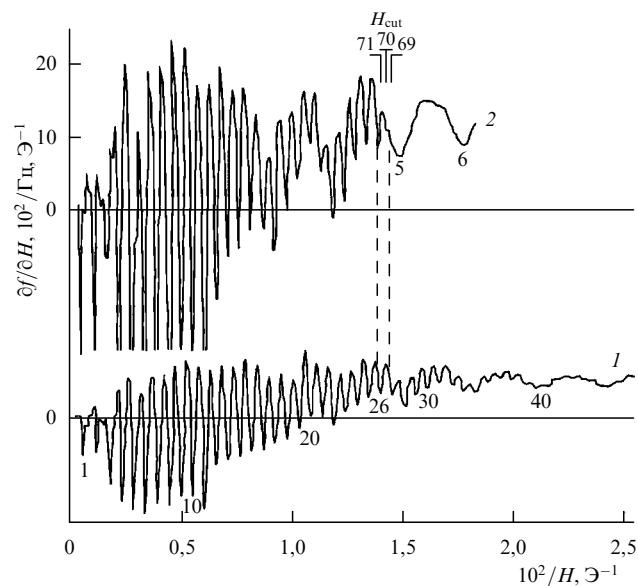


Рис. 2. Запись производной частоты полоскового резонатора по магнитному полу $d/\partial H$ на монокристаллических пластинках олова толщиной 2 мм (кривая 1) и 0,982 мм (кривая 2). Видно, что на более тонком образце отсекаются резонансы высокого порядка (27 и выше) ($\text{Sn}, T = 3,75 \text{ K}, \omega = 9,4 \text{ ГГц}, H||C_4, n||C_2$) [18]. H_{cut} — поле отсечки циклотронного резонанса: 69, 70, 71.

нанса в магнитном поле H_{cut} , при котором диаметр орбиты $2\hbar k = (e/c) dH_{\text{cut}}$ сравним с толщиной образца d . В более слабых полях видны резонансы от сечений с меньшим диаметром и массой (5 и 6 на кривой 2). Вместе с тем следует отметить, что никаких особенностей в поле отсечки не наблюдается.

Из исследований положения поля отсечки H_{cut} и периода осцилляций циклотронного резонанса в зависимости от ориентации магнитного поля восстановлено сечение ПФ олова в первой зоне Бриллюэна в плоскости (100) и анизотропия циклотронной массы электронов $m^*(k)$ на этом сечении [18, 19]. Впоследствии, однако, отсечка ЦР наблюдалась лишь в индии [20], несмотря на подробные исследования ЦР в висмуте [8, 9], алюминии [21] и свинце [22].

2.2. Радиочастотный размерный эффект

(эффект Гантмахера) в параллельном магнитном поле

Подлинный прорыв в исследованиях ПФ металлов с помощью ВРЭ был сделан в работе В.Ф. Гантмахера [23] в экспериментах на радиочастотах в олове. Исследования проводились в таких же условиях, что и в работах по ЦР [18, 19], но при частотах, на четыре порядка меньших (1–5 МГц). На этих частотах ЦР не наблюдается. Тем не менее глубина скин-слоя $\delta \leq 10^{-4}$ см по-прежнему много меньше толщины образца d . В магнитном поле, параллельном поверхности пластины, электроны движутся в глубине металла по орбитам, определяемым сечением ПФ, и возвращаются в исходный скин-слой в той же фазе электромагнитного поля, что и в начале своего пути [26]. Дело в том, что частота вращения электронов по орбите значительно превышает частоту ВЧ-поля ($\Omega \gg \omega$). При этом на большей части орбиты ВЧ-поля, которое затухает в металле на глубине δ , в нулевом поле на них не действует, а добавку к функции распределения электроны получают в скин-слое.

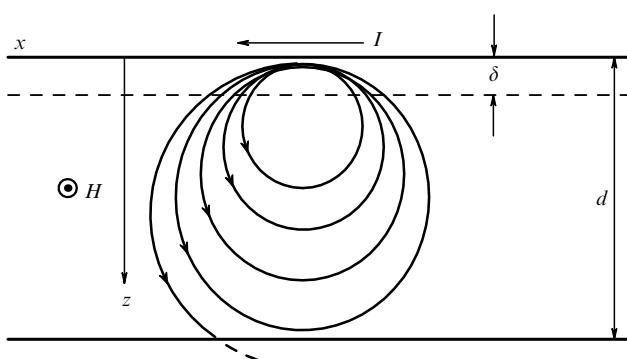


Рис. 1. Траектории движения электронов в образце толщиной d в условиях циклотронного резонанса [18].

Плотность ВЧ-тока во всплесках поля довольно мала, так как в формирование линий радиочастотного размерного эффекта (РРЭ) даёт вклад малая часть различных поперечных сечений ПФ. Однако вблизи экстремальных сечений ПФ число таких электронов существенно возрастает, поэтому возрастает плотность тока [26].

Из уравнения движения электронов в магнитном поле,

$$\hbar \dot{\mathbf{k}} = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

по времени t нетрудно показать [5, 18, 19, 23–27], что орбиты электронов в импульсном и в координатном пространстве повёрнуты друг относительно друга на $\pi/2$. При этом соотношение между диаметром орбиты электронов в импульсном пространстве $2\hbar k$ и толщиной пластины d позволяет определить диаметр сечения ПФ плоскостью, перпендикулярной к H (т.е. диаметр сечения ПФ в импульсном пространстве $2\hbar k_F$ равен $(e/c) H_0 d$):

$$k_F = \frac{e}{2\hbar c} H_0 d. \quad (2)$$

Из исследований положения линий РРЭ H_0 в зависимости от ориентации магнитного поля восстановлено сечение ПФ олова в первой зоне Бриллюэна (ЗБ) [23–26] (рис. 3б), в прекрасном согласии с данными по отсечке ЦР [18, 19].

В дальнейших экспериментах было обнаружено, что, кроме основной линии РРЭ, в поле H_0 наблюдаются линии в кратных полях $2H_0$, $3H_0$ и т.д. В кратных магнитных полях электроны возбуждают скин-слой в глубине металла, на расстоянии, кратном диаметру орбит $\hbar k_F$, когда компонента скорости электронов v_z изменяет знак на противоположный, при достижении дна орбиты [26]. В результате в глубине металла возбуждаются всплески ВЧ- поля с фазой, противоположной фазе исходного скин-слоя (рис. 4), и затухающие по амплитуде в глубине металла. В экспериментах на Sn [23] электроны

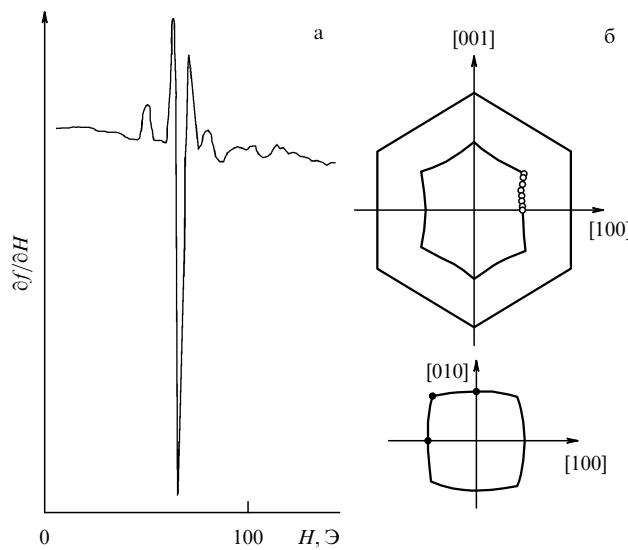


Рис. 3. (а) Пример записи производной действительной части импеданса образца олова ($d = 0,54$ мм) по магнитному полю; $n \parallel [100]$, $H \parallel [001]$; $T = 3,75$ К, $f = 2,8$ МГц. (б) Поперечное сечение ПФ Sn в четвёртой зоне в модели почти свободных электронов. Точками показаны результаты исследований РРЭ в параллельном магнитном поле [23–25].

движутся по цилиндрическому участку ПФ, поэтому вклад различных сечений максимальный. В удвоенном поле $2H_0$ электроны возбуждают на глубине $d/2$ всплеск ВЧ- поля, который служит источником для нового всплеска в поле $3H_0$ на глубине $d/3$ и т.д. (см. рис. 4). В результате возникают всплески ВЧ- поля в глубине металла $E = E(z) \exp(-i\omega t)$ описывается уравнением [27]:

$$\begin{aligned} \frac{E(n)}{E(0)} &= \frac{\Gamma(3/4)}{\pi\sqrt{2}} (-1)^n \cos\left(\frac{n\pi}{4}\right) a^n \frac{\Gamma(n+1/4)}{\Gamma(n+1)}, \\ \Gamma(z) &= \int_0^1 (-\ln x)^{z-1} dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь n — число всплесков поля в пластинке толщиной d , δ_0 , δ_1 и δ_2 — глубина исходного скин-слоя, n -го всплеска и вблизи границы $z = d$ соответственно (см. рис. 4) [27], a — амплитуда n -го всплеска $\Gamma(z)$ — гамма-функция.

Амплитуда ВЧ- поля в глубине металла по цепочке орбит быстро затухает по сравнению с исходной амплитудой, так как растёт вероятность рассеяния электронов с увеличением n . Пример РРЭ по цепочке орбит в Ag приведён на рис. 5 [29]. В первом приближении амплитуда n -й линии РРЭ пропорциональна $n^{-3/4}$ [27]: $A_n \propto n^{-3/4}$.

Амплитуда основной линии РРЭ в поле H_0 определяется вероятностью рассеяния электронов при движении по орбите. В условиях экстремального аномального

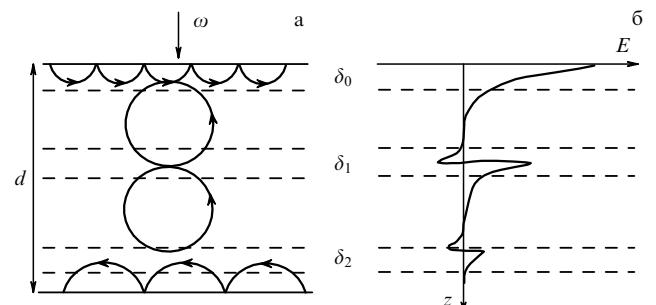


Рис. 4. Электронные орбиты (а) и распределение ВЧ- поля в глубине металла (б) при РРЭ в кратных магнитных полях [28].

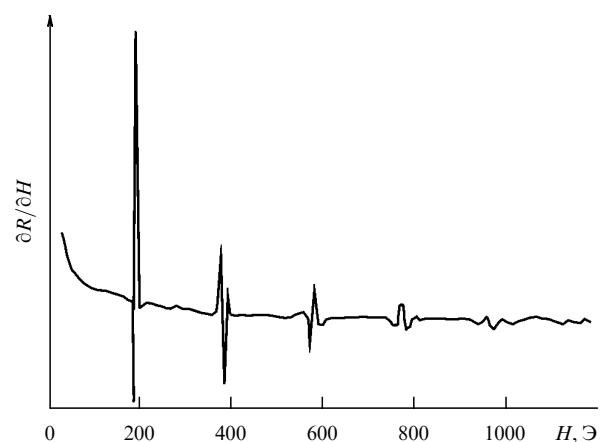


Рис. 5. Пример записи линий РРЭ в кратных магнитных полях в Ag ($d = 0,805$ мм, $T = 4,2$ К, $\omega/2\pi = 2,2$ МГц, $n \parallel \langle 110 \rangle$, $H \parallel \langle 100 \rangle$) [29].

скин-эффекта, $l \ll d$, вклад в амплитуду даёт экспоненциально малое число электронов, что позволяет изучать различные механизмы рассеяния частоты столкновений $\bar{v}(T)$ (электрон-фононное, электрон-электронное и т.д.) по температурной зависимости амплитуды линий РРЭ [13]:

$$A \propto \exp\left(-\frac{\pi\bar{v}}{\Omega}\right). \quad (4)$$

Здесь \bar{v} — частота столкновений электронов, усреднённая по орбите, Ω — циклотронная частота:

$$\bar{v} = \frac{\hbar}{2\pi m^*} \oint \frac{v(k) dk}{v_{\perp}(k)}. \quad (5)$$

Обзор этих исследований опубликован в [13] и выходит за рамки настоящей работы, где мы будем интересоваться лишь исследованиями ПФ с помощью ВРЭ.

Значение поля H_0 в формуле (2) определяется положением линии РРЭ по магнитному полю, что является существенной проблемой для вычислений радиального размера ПФ k_F . Эта проблема была решена в [29, 30] с помощью исследования зависимости положения различных экстремумов линий РРЭ в In и Mo от частоты и толщины образца соответственно. Как следует из рис. 6, изменение положения различных экстремумов линии РРЭ зависит от толщины образца d в Mo асимметрично. Это обстоятельство позволяет определять поле H_0 в

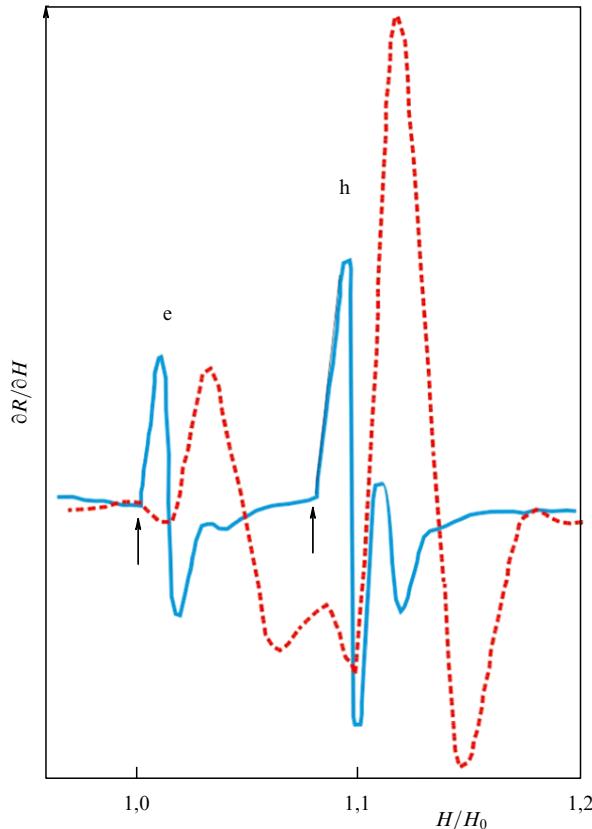


Рис. 6. Пример записи линий РРЭ в Mo на образцах различной толщины: $d = 0,955$ мм (сплошная кривая) и $d = 0,245$ мм (штриховая кривая). Ось абсцисс нормирована на H_0 для линии от электронного валета в Γ (e). Стрелками показано положение линий для валета (e) и дырочного октаэдра в Н (h) (см. раздел 2.5) [29].

формуле (2) по левому краю линий [29, 30], что в свою очередь позволяет измерять диаметр поперечного сечения ПФ $2\hbar k$ с высокой точностью (см. далее раздел 2.5).

Аналогичные измерения на довольно толстых образцах Cu (3 мм) показали, что размеры ПФ, определённые по левому краю, согласуются с данными эффекта dHvA с точностью $\pm 0,2\%$ [29–32].

2.3. Исследования поверхности Ферми Cu и Ag

В качестве иллюстрации возможностей РРЭ в параллельном магнитном поле для восстановления ПФ рассмотрим некоторые результаты исследований этого эффекта в Cu и благородных металлах (Ag), где возможности РРЭ для измерения размеров ПФ проявились с высокой точностью [29–32].

Поверхность Ферми благородных металлов представлена на рис. 7 [34]. Она открыта вдоль оси $\langle 111 \rangle$ и занимает половину объёма ЗБ, тогда как в модели свободных электронов она имеет вид сферы, вписанной в ЗБ. Анизотропия положения линий РРЭ в параллельном магнитном поле в плоскости (100) и (110) в Ag представлена на рис. 8 [34]. По оси ординат отложен радиус-вектор ПФ в единицах радиус-вектора сферы свободных электронов $k_{fe} = 1,2068 \text{ \AA}^{-1}$ при 4,2 К:

$$k(\theta, \varphi) = (99,58 - 0,16K_1 + 1,63K_2 + 1,36K_3 - 0,53K_4 + 0,03K_5 + 0,29K_6) \times 10^{-3}k_{fe}. \quad (6)$$

Сплошной кривой на рис. 8 показана подгонка экспериментальных данных $k(\theta, \varphi)$ в виде ряда по кубическим гармоникам [29] по формуле (6). Здесь k , θ , φ — сферические координаты точки на ПФ. Формула (6) описывает ПФ с высокой точностью ($\pm 2\%$), за исключением перешейка, который в экспериментах по РРЭ в Ag не наблюдался из-за высокой частоты электрон-фононных столкновений в этой области ПФ [29, 33].

Как видно из рис. 8, измеренные размеры ПФ Ag находятся в прекрасном согласии с данными исследования эффекта dHvA [34], что свидетельствует о высокой точности РРЭ. Аналогичное совпадение данных РРЭ и эффекта dHvA было продемонстрировано в Cu [33].

Имеется большое число работ, в которых сделана попытка описать ПФ благородных металлов из первых

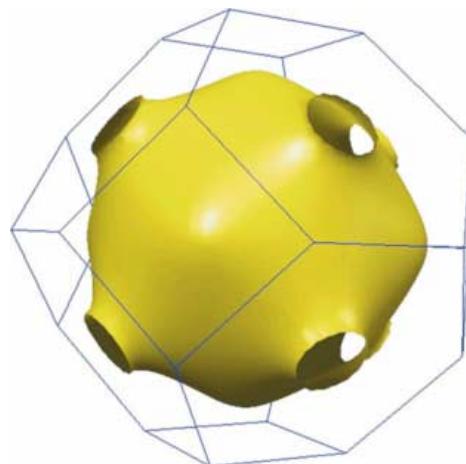


Рис. 7. ПФ благородных металлов (<http://www.phys.ufl.edu/fermisurface/>).

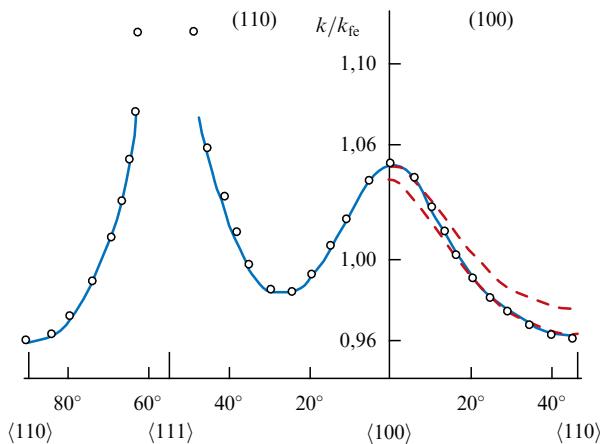


Рис. 8. Анизотропия положения линий РРЭ в параллельном магнитном поле в Ag в плоскости (110) и (100) [29]. Штриховыми кривыми показан результат вычислений ПФ при различных значениях E_F . Точки — данные dHvA [34], сплошная кривая — результаты РРЭ, аппроксимированные по формуле (6) [29]. Штриховые кривые в плоскости (100) — результат вычислений $k(\theta, \phi)$ при различных значениях уровня Ферми E_F [35].

принципов [14]. Тем не менее, как видно из рис. 8, несмотря на широкое развитие методов *ab initio*, теоретические модели, хотя и описывают форму и размеры ПФ, но не дают хорошего согласия с экспериментом.

Перспективно в этом смысле использование параметризации решёточного потенциала с подгонкой параметров по экспериментальным данным для ПФ [14]. Кроме описанных выше примеров использования РРЭ для исследования ПФ, были проведены исследования анизотропии частоты как электрон-фононных, так и электрон-электронных столкновений в зависимости от положения на ПФ в Cu и Ag [13, 29, 33, 36–38].

2.4. Времяпролётный эффект в Ag

Сравнительно мало внимания было уделено другому высокочастотному размерному эффекту — времязпролётному эффекту (Time of Flight Effect, TFE) [39]. Этот эффект был впервые обнаружен в серебре из экспериментов в параллельном магнитном поле в конфигурации РРЭ, однако при частотах, на четыре порядка более высоких (45 ГГц). В экспериментах использовалось одностороннее возбуждение плоскопараллельной пластины Ag в условиях циклотронного резонанса. Как видно из рис. 9, в магнитном поле выше поля отсечки H_0 ЦР не наблюдается, так как диаметр орбиты электронов превышает толщину образца d . Однако прошедший через образец микроволновый сигнал испытывает осцилляции в зависимости от параллельного поверхности образца магнитного поля. Теория этого эффекта была разработана в [39]. Идея TFE-эффекта состоит в интерференции слабого сигнала утечки вокруг образца с сигналом, прошедшим через образец по баллистической траектории. В результате осцилляций времени пролёта относительно фазы сигнала утечки возникает осциллирующая зависимость прошедшего через образец сигнала от магнитного поля (см. рис. 9).

Как следует из рис. 9, положение линии РРЭ H_0 , определённое по левому краю, хорошо согласуется с полем отсечки H_0 TFE, в согласии с частотной зависимостью экстремумов РРЭ в In [30] и зависимостью от толщины

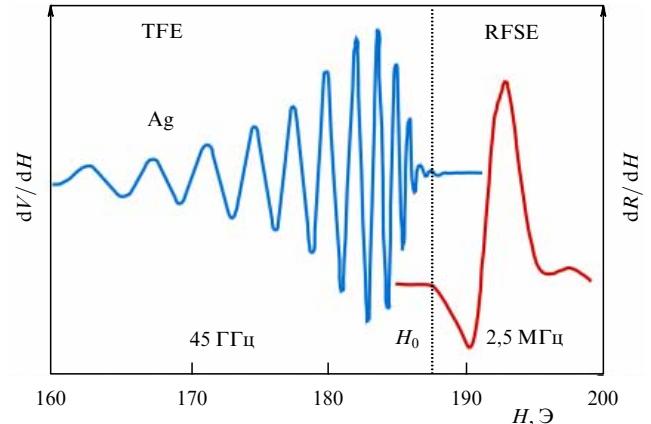


Рис. 9. Пример записи РРЭ (RFSE) в серебре на 2,5 МГц и TFE на 45 ГГц ($n||[110]$, $H||[001]$, $d = 0,811$ мм) [38, 39].

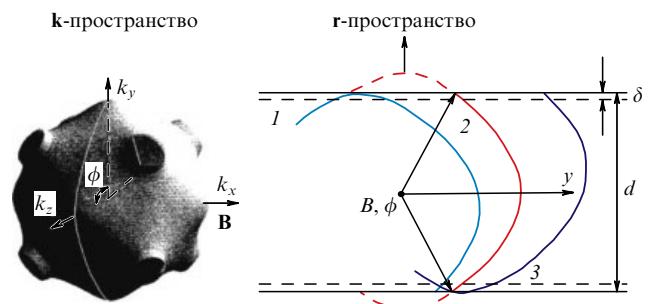


Рис. 10. Орбиты электронов в k - и r -пространстве, дающие вклад в TFE в Ag. Магнитное поле параллельно поверхности пластины и оси (100).

образца в Mo [31]. Как было показано В.Ф. Гантмахером с соавторами [40], основной вклад в TFE дают орбиты типа 2 (рис. 10), для которых время движения в скин-слое (δ/r) минимально по сравнению с орбитами типа 1 и 3, и соответственно минимально влияние эффекта запаздывания. Время движения по такой орбите 2 может быть представлено в виде [40]

$$t = \frac{2\hbar}{eH} \int_0^\phi \frac{k \, d\phi}{v_\perp \cos \chi}. \quad (7)$$

Амплитуда осцилляций TFE пропорциональна числу электронов, прошедших без рассеяния по орбите 2, и имеет такой же вид, как и амплитуда линии РРЭ в параллельном поле (формула (5)), с тем отличием, что \bar{v} усреднена по сегменту орбиты 2, а не по всей орбите, как в РРЭ [41, 42]:

$$\bar{v} = \int_0^\phi \frac{v(k) \, k \, d\phi}{v_\perp(k) \cos \chi} \left(\int_0^\phi \frac{k \, d\phi}{v_\perp(k) \cos \chi} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь χ — угол между v_\perp и k , а ϕ — угол начала движения от поверхности. Выражение (8) содержит информацию о скорости электронов, усреднённой по орбите 2, что позволяет восстановить фермиевскую скорость $v(k)$ на ПФ по положению осцилляций прошедшего через образец сигнала в зависимости от H [39, 40]. Можно показать [39, 40], что связь фермиевской скорости электронов $v(k)$ с экспериментальными зависимостями положения

осцилляций TFE определяется формулой

$$v_x = \frac{\omega D}{H(d\phi/dH) + \phi}, \quad (9)$$

где $\phi = \omega t$. На самом деле в экспериментах измеряется только изменение фазы $\Delta\phi(H)$, где фаза $\phi(H_c) = \pi H_c/H_0$ определяется известной из ЦР циклотронной массой ($H_c = \omega m^*c/e$), H_0 — поле отсечки TFE, D — диаметр орбиты в импульсном пространстве. В результате получаем:

$$\phi = \Delta\phi(H) - \Delta\phi(H_c) + \frac{\pi H_c}{H_e}. \quad (10)$$

Формула (8) позволяет определить локальную частоту электрон-фононных столкновений $v(k)$ [41, 42] с помощью соотношения (7) для времени пролёта электронов [39, 40]:

$$t(H) = \frac{2\hbar}{eH} \int_0^{k_y} \frac{dk}{v_x}, \quad k_y = \frac{eHD}{2\hbar c}. \quad (11)$$

На самом деле точность этой процедуры вычисления частоты $v(k)$ и скорости $v(k)$ несколько ограничена из-за различных поправок [40], а также точности модели ПФ, необходимой для вычислений. Вместе с тем TFE оказался довольно эффективным методом для восстановления скорости электронов [39, 40] и частоты электрон-фононных столкновений на ПФ Ag [41, 42].

2.5. Исследования поверхности Ферми переходных металлов (Mo и W)

Другим примером успешного применения РРЭ для восстановления ПФ металлов являются исследования металлов группы хрома (Mo, W) [31, 32, 45–52].

Модель ПФ этих металлов Ломера [43, 44] представлена на рис. 11. Электронная поверхность состоит из электронного валета в точке Г зоны Бриллюэна, на углах которого имеется шесть электронных сфероидов. Дырочная поверхность состоит из октаэдра в точке Н и шести эллипсоидов в точках N (зелёные кривые на

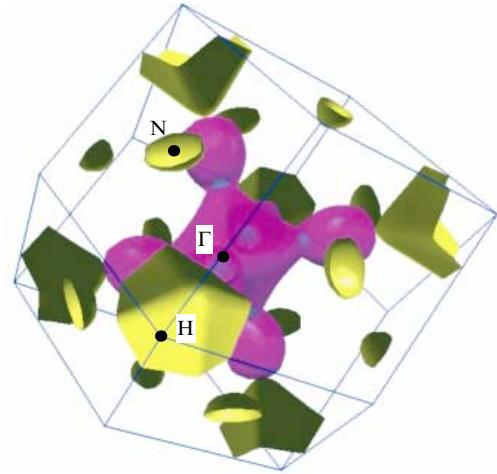


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Поверхность Ферми металлов группы хрома (<http://www.phys.ufl.edu/fermisurface/>).

рис. 12). Внутри перешейков между валетом и сфероидом в Mo имеются маленькие электронные карманы, которые отсутствуют в W.

На рисунке 12а, б представлены полярные диаграммы экстремальных размеров ПФ Mo, восстановленные по анизотропии положения линий РРЭ в плоскости (110) [31, 32, 45–52]. По радиусу отложен волновой вектор k в единицах $k_0 = 2\pi/a = 1,998 \text{ \AA}^{-1}$ (размер ЗБ вдоль оси [100]). Здесь $a = 3,144 \text{ \AA}$ — параметр решётки Mo при гелиевых температурах.

Положение линий H_0 определялось по левому краю линий [31]. Ошибка измерений не превышала 1 %. Вместе с тем наличие большого числа близко расположенных линий, которые пересекались с линиями в кратных магнитных полях, сильно осложняло их идентификацию по различным сечениям ПФ. Тем не менее удалось идентифицировать все линии РРЭ [31, 32, 45–52].

1. Дырочный октаэдр в Н. Как видно из рис. 12а, сечения h хорошо описывают форму сечения дырочного октаэдра ПФ Mo с центром симметрии в точке Н ЗБ (см.

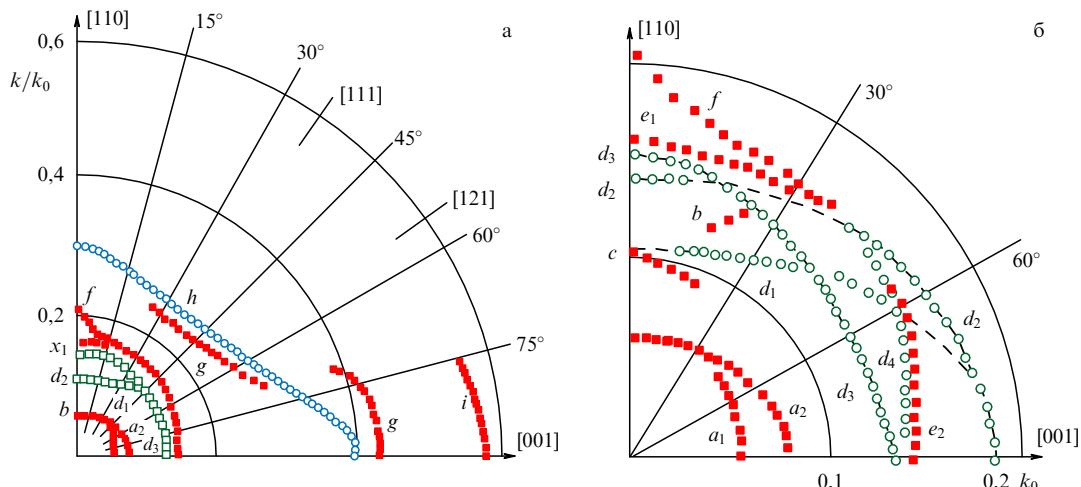


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Угловые зависимости волнового вектора k/k_0 ($k_0 = 2\pi/a$, $a = 1,998 \text{ \AA}$) в плоскости (110) в Mo [31, 32, 42, 45–53]. Красными точками (чёрные квадраты) показаны сечения от электронной поверхности (e), синими точками (светлые круги) — дырочных листов ПФ (h), зелёные точки (светлые квадраты) — дырочные эллипсоиды (d_1 – d_3). (б) То же, что на рис. 12а, но при малых k_F .

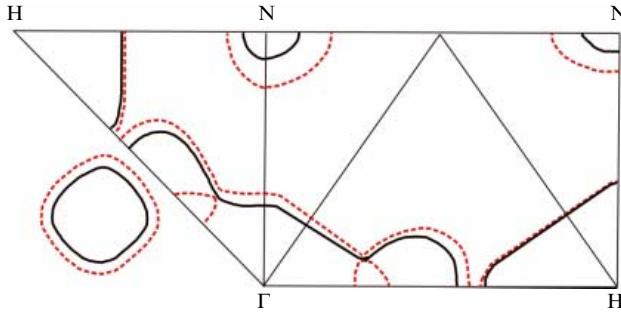


Рис. 13. Эмпирическая модель ПФ W (сплошные линии) и Mo (штриховые линии) [48]. Анализ положения этих линий позволил описать сечения ПФ W и Mo с высокой точностью [31, 47, 48].

рис. 11). Это обстоятельство позволило определить все основные размеры дырочного октаэдра в Mo: площадь поверхности $S = 5,0 \text{ \AA}^{-2}$ и её объём $V = 0,9 \text{ \AA}^{-3}$ [47, 48].

2. Дырочные эллипсоиды в N. Сечения d_1 , d_2 и d_3 на рис. 12б хорошо описывают сечения дырочных эллипсоидов в точках N ЗБ. Эллипсоиды вытянуты вдоль оси [100] и сжаты вдоль [110]. Исследования в различных плоскостях: (100), (110), (111) и (121) — позволили определить размеры главных полуосей этих эллипсоидов (a , b , c) с высокой точностью благодаря применению сравнительно толстых образцов Mo [31, 47, 48]. Суммарная площадь поверхности эллипсоидов $S = 6,6 \text{ \AA}^{-2}$, а их объём $V = 0,61 \text{ \AA}^{-3}$.

3. Электронный валет в Г и электронные линзы. К сечениям на этом листе ПФ относятся, прежде всего, сечения i и g (рис. 12а). В дополнение к этим линиям наблюдались также линии: e — сфероиды, b — перешейки на валете, f — орбиты, проходящие через два перешейка и октаэдрическую часть валета.

Сечение u обусловлено изломом на орбите i , что позволило определить расстояние от Г до плоскости перешейка [48]. Сечения перешейка a_1 и a_2 хорошо описывают конус, вытянутый вдоль оси [100], с закруглённым основанием и вершиной. Анизотропия положения линий e_1 и e_2 позволяет связать их с электронными сфероидами. Радиус сфероидов определяется сечением e_1 вдоль оси [001] с радиус-вектором $0,32 \text{ \AA}^{-1}$. Линии c и b обусловлены изломами на орбитах электронного валета [31, 47, 48].

4. Угловой интервал существования линий b и их анизотропия позволяют связать их с орбитами на перешейке валета, соединяющем октаэдрическую часть тела валета со сфероидами. Эмпирическая модель ПФ W и Mo [48], восстановленная из экспериментов по РРЭ в параллельном магнитном поле, представлена на рис. 13. Анализ положения этих линий позволил описать сечения ПФ W и Mo с высокой точностью [31, 47, 48].

2.6. Радиочастотный размерный эффект в наклонном и перпендикулярном магнитном поле

Как уже отмечалось выше, РРЭ в параллельном магнитном поле обусловлен "эффективными электронами", которые движутся в скин-слое параллельно поверхности со скоростью $v_z = 0$. Другим примером эффективных электронов служит РРЭ на опорной точке или на сечении ПФ с экстремальной производной площади сечения по импульсу $\partial S / \partial k_z$ [5, 13, 30, 51–54, 56]. В этом случае

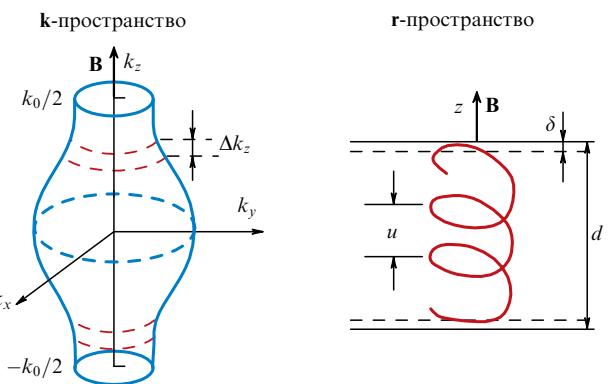


Рис. 14. Орбиты электронов в k- и r-пространстве для гофрированной ПФ, ответственные за эффект ГКО в перпендикулярном магнитном поле [13].

электроны начинают движение параллельно поверхности в скин-слое и продолжают в глубине металла по спиральным орбитам (рис. 14) [13, 27, 30].

Экстремальное смещение электронов в глубину металла u и зависимости от импульса электронов k_z вдоль магнитного поля может иметь место для орбиты на эллиптической опорной точке [30, 54, 56]:

$$u_0 = \frac{2\pi c}{eH\hbar^{1/2}}, \quad (12)$$

где K — гауссова кривизна ПФ в опорной точке.

Для произвольной ПФ такие экстремумы могут иметь место на нецентральных сечениях ПФ с экстремумом $\partial S / \partial k_z$ (см. рис. 14) [5, 13, 30, 54–58]:

$$u_1 = \frac{c}{eH\hbar} \left| \frac{\partial S}{\partial k_z} \right|, \quad (13)$$

где $S(k_z)$ — площадь сечения ПФ плоскостью $k_z = \text{const}$.

Движение электронов по такой орбите в параллельном магнитном поле приводит к смещению положения линий РРЭ по закону $H = H_0 \cos \varphi$ для РРЭ от орбит на нецентральном сечении ПФ [30, 54, 55]. Здесь φ — угол наклона поля, H_0 — положение линии РРЭ в параллельном магнитном поле. Для электронов на нецентральных сечениях ПФ в наклонном поле появляется дрейфовая компонента скорости $v_{H\varphi}$, направленная по нормали к поверхности n . Можно показать, что диаметр спиральной орбиты D связан с толщиной пластины d согласно формуле [54–56]

$$d = D \cos \varphi + \left(n - \frac{1}{2} \right) h \sin \varphi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

Здесь D — диаметр, h — шаг спиральной орбиты.

РРЭ в случае орбит на опорной точке или нецентральной сечении ПФ имеет место при тех значениях магнитного поля H_n , для которых число оборотов n по пути от одной стороны образца до другой является целым. В результате наблюдались линии РРЭ на опорной точке в In при направлении магнитного поля вдоль [111], периодичные по полю [30, 54–56]:

$$\Delta H = H_n - H_{n-1} = \frac{2\pi c}{ed} K^{-1/2} \varphi. \quad (15)$$

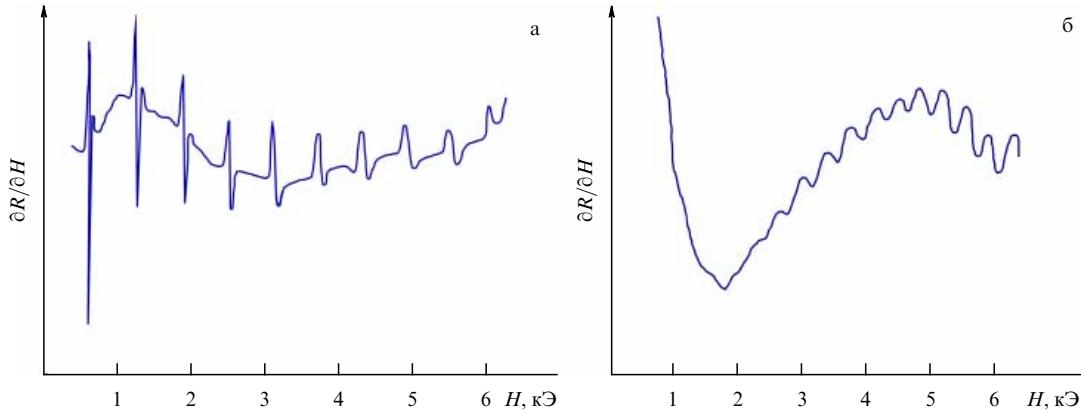


Рис. 15. (а) Пример РРЭ в наклонном магнитном поле в Mo, обусловленного орбитами на дырочном октаэдре в точке Н ЗБ с экстремальной dS/dk_z [48]. Наклон магнитного поля в плоскости ([110], n), $d = 0,245$ мм, $f = 3,5$ МГц, $T = 4,2$ К. (б) Пример записи линий РРЭ от нецентрализованных сечений на дырочном октаэдре в Mo в перпендикулярном магнитном поле: ($n \parallel [110]$, $f = 3,5$ МГц, $T = 4,2$ К; $d = 0,239$ мм) [48].

Период положения линий ΔH позволил определить гауссову кривизну K поверхности Ферми In в опорной точке [30, 54].

РРЭ на нецентральных сечениях дырочного октаэдра с экстремальной производной $\partial S/\partial k_z$ наблюдался в Mo и W [48] (рис. 15а, б). Этим же эффектом обусловлено расщепление линий в W в наклонном магнитном поле [48]. Однако богатство РРЭ связано не только с узкими линиями в параллельном или наклонном магнитном поле.

Как следует из рис. 15б, в Mo в магнитном поле, перпендикулярном поверхности, наблюдаются гармонические осцилляции производной поверхностного импеданса по магнитному полю [48]. Такие же осцилляции наблюдались в перпендикулярном поле в Sn [57] и Cd [58–60]. Этот эффект известен как эффект Гантмахера – Канера [56] и обусловлен неэффективными электронами с ненулевой компонентой скорости v_z по нормали \mathbf{n} (см. рис. 14). Возбуждение электронов ВЧ-полем одинаково по орбите для тех гармоник ВЧ-поля в металле, у которых длина волны $\lambda_n = u/n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) кратна смещению u электронов в металле за циклотронный период [56].

Это обстоятельство приводит к гармоническому распределению ВЧ-поля в металле, в отличие от геометрических резонансов, рассмотренных выше для параллельного и наклонного магнитного поля. В этом случае металл становится прозрачным для электромагнитного возбуждения. Период осцилляций Гантмахера – Канера (ГКО) обусловлен экстремумом смещения u_1 , так же как и для РРЭ в наклонном магнитном поле (13), что позволило определить такую важную характеристику ПФ, как угловая зависимость производной $|\partial S/\partial k_z|$, из экспериментов как в наклонном, так и в перпендикулярном магнитном поле в Mo [48].

2.7. Многоканальный радиочастотный размерный эффект в вольфраме

До настоящего времени мы рассматривали РРЭ при "нормальном" рассеянии электронов от поверхности металла, когда электрон остаётся на том же листе ПФ после поверхностного рассеяния. Однако закон сохранения импульса при поверхностном рассеянии требует сохранения лишь тангенциальной компоненты волнового вектора электронов $k_{\parallel} = \mathbf{k}\mathbf{n}$, где \mathbf{n} — нормаль к

поверхности образца. Поэтому, как следует из рис. 16, для многолистной ПФ возможны столкновения с перебросом между различными листами ПФ или даже между различными ЗБ (umklapp-рассеяние). Такой характер поверхностного рассеяния был рассмотрен теоретически в целом ряде работ [28, 61–65].

Если плоскость орбиты лежит вблизи опорной точки листа ПФ, то электроны, движущиеся по скачущим траекториям из А в В на электронном валете (см. рис. 16), могут испытывать не только обычное зеркальное рассеяние в точку В, но и совершать перескоки в точки С и Д на том же листе ПФ, с той же k_{\parallel} . Такие электроны могут продолжать движение по скачущей орбите и даже перескакивать на дырочный лист ПФ (см. рис. 16). В результате может появиться дырка с большим диаметром орбиты и соответственно возникнет новая линия РРЭ. Вероятность перебросов пропорциональна углу рассеяния φ [63–65]:

$$p_{BC} = \alpha_{BC}(k_{\parallel}) v_B(k_{\parallel}) v_C(k_{\parallel}) = a_{BC}(k) \varphi. \quad (16)$$

Здесь α_{BC} зависит от волновых функций электронов в точках В и С, а v_B и v_C — нормальные компоненты

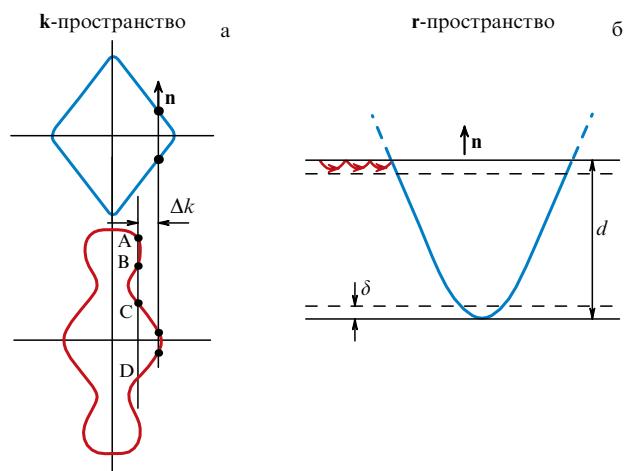


Рис. 16. Многоканальное поверхностное рассеяние электронов в \mathbf{k} - и \mathbf{r} -пространстве в W и Mo.

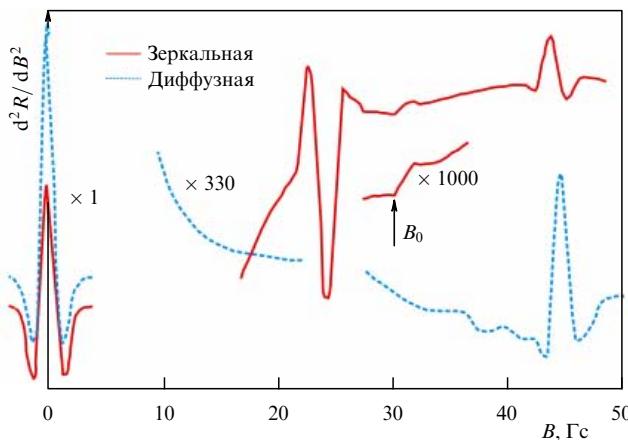


Рис. 17. Пример записи РРЭ на образце W с зеркальной (сплошные кривые) и диффузной (штриховые) поверхностью. $H \parallel [100]$, $d = 0,43$ мм, $\omega/2\pi = 1,9$ МГц, $T = 1,35$ К.

скорости электронов в этих точках. Как видно из рис. 16, в W и Mo имеется большое число возможных каналов для многоканального поверхностного рассеяния.

Нам удалось наблюдать такой тип РРЭ в параллельном магнитном поле на образцах W с зеркальной поверхностью [66]. Любые из этих перескоков могут приводить к появлению новых линий РРЭ в различных магнитных полях, которые не наблюдаются на образцах с диффузной поверхностью.

Как видно из рис. 17, кроме исследованных ранее линий [47] наблюдалась новая линия в магнитном поле величиной 30 Э, которая пропадает при травлении поверхности образца. В экспериментах наблюдались также, по крайней мере, две новые линии РРЭ при $H \parallel [100]$, обусловленные различного типа перебросами скачущих дырок на электронный сфероид и обратно, а также скачущих электронов на сфероид в соседней ЗБ [66]. Положение этих линий хорошо согласуется с перебросами при многоканальном рассеянии. Изменение частоты не влияло на положение этих линий. Они пропадали при изменении ориентации магнитного поля на несколько градусов относительно оптимальных ориентаций. Уменьшение толщины образца приводило к смещению этих линий в более сильные поля, как и основных линий РРЭ (штриховые кривые) [66]. Амплитуда этих линий примерно на порядок ниже, чем амплитуда обычных линий на замкнутых орбитах, из-за малой вероятности зеркального рассеяния с перебросом для скачущих орбит, пропорционального углу падения (формула (16)).

По-видимому, малой вероятностью поверхностного рассеяния с перебросом обусловлено то обстоятельство, что такое рассеяние не было обнаружено в экспериментах по фокусировке электронов в поперечном магнитном поле в W [67]. Этот метод весьма эффективен для наблюдения зеркального отражения электронов в металлах [68].

2.8. Нелинейный радиочастотный размерный эффект в висмуте

До сих пор мы рассматривали РРЭ в линейных условиях, когда амплитуда ВЧ-поля на поверхности образца H_ω мала по сравнению с внешним постоянным магнитным полем H_0 . При этом электронные орбиты не искажаются в скин-слое. Ситуация существенно изменяется в обрат-

ном пределе, когда $H_\omega \geq H_0$ [69, 70]. В этих условиях магнитное поле волны, наложенное на H_0 , приводит к неэквивалентности двух полупериодов переменного тока в скин-слое. В результате вблизи поверхности возникает постоянная составляющая ВЧ-тока. Этот ток затухает на глубине δ , но переносится в глубь образца в виде антисимметричных всплесков постоянного тока с чередующимся знаком, как и всплески ВЧ-тока в РРЭ по цепочке орбит (см. раздел 2.2, рис. 4).

Амплитуда всплесков убывает с номером n по закону $n^{-2/3}$, почти так же как и всплески ВЧ-поля (формула (3)). Магнитное поле выпрямленного тока действует на орбиты электронов вместе с внешним магнитным полем. При достижении внешним полем значений $H_n = 2nvmcled$, где d — толщина пластины, n — целое число, всплески постоянного тока выходят на противоположную поверхность образца и могут быть обнаружены по зависимости магнитного момента образца от внешнего магнитного поля [69–71].

РРЭ в нелинейных условиях наблюдался в Bi [70, 71] по зависимости производной магнитного момента образца dM/dH от напряжённости постоянного магнитного поля, параллельного поверхности образца (рис. 18). Дело в том, что ПФ полуметаллического Bi состоит из трёх электронных и одной дырочной поверхности, близких по форме к эллипсоидам с аномально малыми размерами по сравнению с металлами, рассмотренными выше (см. вставку на рис. 18). Поэтому линейный РРЭ наблюдался в очень слабом магнитном поле 1–2 Э. При больших амплитудах ВЧ-поля, от 0,5 до 6 Э, наблюдался нелинейный РРЭ по зависимости производной dM/dH от H , когда выполнено условие нелинейности $H_\omega \propto H_0$.

На рисунке 18 представлен пример записи нелинейного РРЭ в Bi [69, 70]. Нетрудно убедиться, что левый край нелинейного РРЭ (красная кривая 2) смешён в область слабых полей из-за наличия в образце постоянного магнитного поля, созданного выпрямленным током. Наблюдался рост этого смещения при увеличении H_ω , в согласии с предложенной теорией [70, 71]. Кроме того,

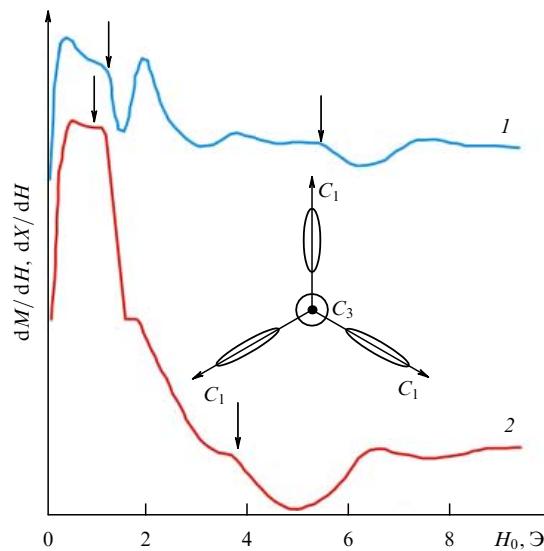


Рис. 18. Запись линий линейного (1) и нелинейного (2) радиочастотных размерных эффектов в Bi. Амплитуда ВЧ-поля $H_\omega = 0,1$ Э. Стрелками отмечен левый край линий. Постоянное магнитное поле направлено под углом 13° к оси C_2 ; $n \parallel C_3$; $d = 0,58$ мм [70, 71].

наблюдались линии нелинейного РРЭ в кратных магнитных полях [70, 71].

При больших амплитудах электромагнитного поля выпрямленный ток может не пропадать при выключении магнитного поля, так как оказывается достаточным для выпрямления. Другими словами, это означает, что в пластине металла при возбуждении электромагнитным полем большой амплитуды могут реализоваться "токовые" состояния, т.е. состояния, при которых в образце течёт замкнутый постоянный ток даже в отсутствие внешнего магнитного поля [70–75].

Рассмотрение результатов исследований токовых состояний в различных металлах [70, 71] подробно изложено в [71] и выходит за рамки настоящего обзора, посвящённого фермиологии металлов.

3. Эффект де Гааза – ван Альфена

3.1. Квантовые осцилляции в ZrB₁₂

Как уже отмечалось во введении, другими наиболее востребованными эффектами для исследования ПФ металлов являются квантовые осцилляции магнитной восприимчивости (эффект де Гааза – ван Альфена) и проводимости металлов (эффект Шубникова – де Гааза). В этих эффектах измеряется площадь экстремальных сечений ПФ, что существенно усложняет восстановление ПФ. Тем не менее мы остановимся на ряде результатов, полученных недавно в высокотемпературных сверхпроводниках, не претендуя на полноту информации в этой огромной области [1, 2, 10].

Как известно из теории электронной структуры металлов [76], часть энергии электронов, связанной с движением в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, квантуется в сильном поле. В квазиклассическом случае условие квантования Лифшица – Онзагера имеет вид [76]

$$S(\varepsilon, p_z) = \frac{2\pi\hbar e H}{c} (n + \gamma), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

Здесь H — напряжённость магнитного поля вдоль оси z , $S(\varepsilon, p_z)$ — площадь сечения ПФ плоскостью $p_z = \text{const}$, перпендикулярной H , $\gamma = 1/2$, e — заряд электрона. Квантование энергии электронов приводит к осцилляциям магнитной восприимчивости $\tilde{M}_{||}$ и проводимости металлов в обратном магнитном поле $1/H$, что позволяет определить площадь экстремальных сечений ПФ:

$$S_{\text{extr}} = \frac{2\pi\hbar e}{c\Delta H^{-1}}. \quad (18)$$

Частота осцилляций параллельной намагниченности $\tilde{M}_{||}$ пропорциональна площади поверхности соответствующего листа ПФ S_F : $F = (S_F\hbar c)/2\pi e$. В металлах амплитуда осцилляций $A(T, H)$ описывается формулой Лифшица – Косевича [76]:

$$A \propto H^{1/2} \left| \frac{\partial^2 S_F}{\partial k^2} \right|^{-1/2} \frac{\alpha m_c T / H}{\sinh(\alpha m_c T / H)} \exp \left(-\frac{\alpha m_c T_D}{H} \right), \quad (19)$$

$$\alpha = \frac{2\pi^2 c k_B m_0}{e\hbar} = 14,693 T_D [\text{K}].$$

Здесь $m_c = \hbar^2 (\partial^2 E_F / \partial k^2) / 2\pi$ — циклотронная эффективная масса электронов, $T_D = \hbar / 2\pi k_B \tau$ — температура

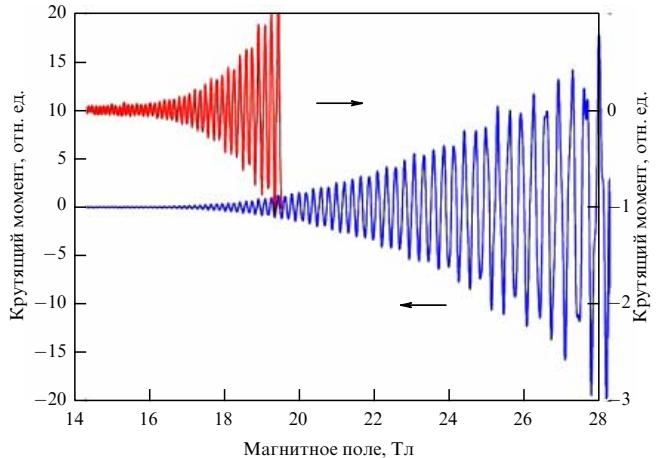


Рис. 19. Типичный пример осцилляций dHvA в монокристаллах ZrB₁₂ для магнитного поля вдоль оси ⟨110⟩ [77].

Дингла, обратно пропорциональная частоте столкновений электронов τ .

Формула (19) позволяет определить частоту осцилляций и соответственно площадь экстремального сечения ПФ (18). В качестве примера исследований эффекта dHvA на рис. 19 приведены квантовые осцилляции в ZrB₁₂ [77]. Заметим, что пики β и ε на фурье-разложении (рис. 20) возникают лишь в сильных магнитных полях, из-за магнитного пробоя орбит типа "собачья кость" и "кубический ящик" (см. вставку на рис. 20).

Сплошные кривые на рис. 21 демонстрируют близкое согласие между экспериментом и расчётом зонной электронной структуры ZrB₁₂ из первых принципов (*ab initio*). Теоретическая модель ПФ ZrB₁₂ представлена на рис. 22 для дырочного и электронного листов ПФ. Красными кривыми на рис. 22 показаны орбиты на "перешейке" и "кубическом ящике". Минимальная частота на α -ветви, между 1,2 и $2kT$, соответствует орбитам на перешейке ПФ (орбита N на рис. 22). Ветви вблизи $6kT$ (см. рис. 20) обусловлены электронными орбитами типа "кубический ящик". В результате проведённых исследований удалось идентифицировать все сечения ПФ ZrB₁₂. Некоторое сме-

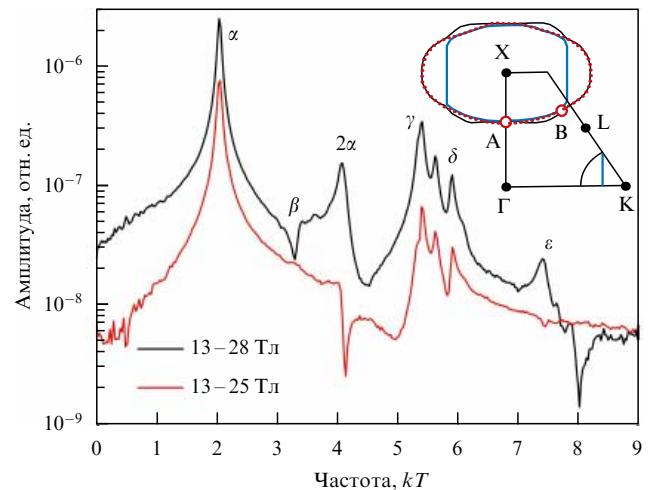


Рис. 20. Результат разложения Фурье квантовых осцилляций в ZrB₁₂ для магнитного поля, направленного вдоль оси ⟨110⟩ [77]. На вставке показана орбита типа "кубический ящик".

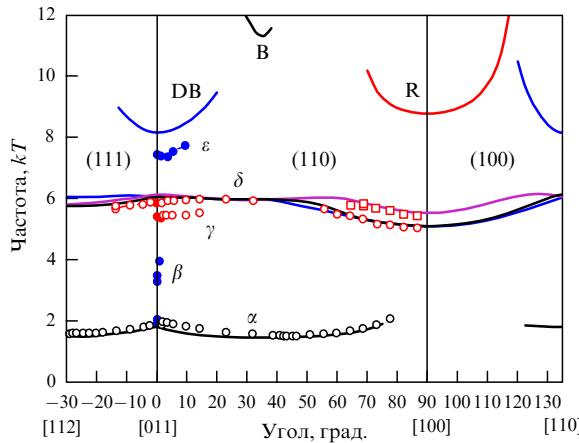


Рис. 21. Экспериментальные результаты (точки) для анизотропии частоты осцилляций dHvA и теоретические кривые, соответствующие экстремальным орбитам на ПФ ZrB₁₂: "собачья кость", "пузо" и "розетка" соответственно. Сплошная кривая — результат вычислений для $E_F = 0,16$ эВ [77].

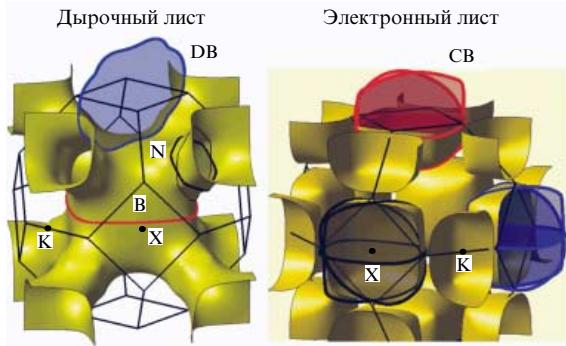


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Дырочные и электронные листы ПФ в теоретической модели ПФ ZrB₁₂ [77]. Здесь DB и CB обозначают орбиты типа "собачья кость" и "кубический ящик".

щение между экспериментом и расчётом обусловлено несовершенством теоретической модели, как, собственно, и для ПФ Ag [29] (см. раздел 2.3).

Эффект dHvA в экстремальном случае, когда $4\pi[(dM/dH) - 1] > 1$, приводит к образованию диамагнитных доменов [78]. Но это тема отдельного обзора [79].

Представленные результаты демонстрируют преимущество эксперимента над расчётами электронной структуры металлов для восстановления ПФ, которые уже обсуждались выше (см. раздел 2.3).

3.2. Квантовые осцилляции в YBa₂Cu₃O_{7-x}

Другим примером недавних чрезвычайно успешных исследований ПФ в сверхпроводниках являются квантовые осцилляции в монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников YBa₂Cu₃O_{7-x} (YBCO) и HgBa₂CuO_{4+x} (HgCO) [80–91]. Были обнаружены квантовые осцилляции магнитной восприимчивости, высокочастотной проводимости, магнитного момента, эффектов Холла, Зеебека и Нернста в широком диапазоне магнитных полей (20–101 Тл) и температур (1,1–30 К).

На рисунке 23 приведён пример квантовых осцилляций высокочастотной проводимости монокристалла YBCO ($x = 0,56$), измеренных по зависимости частоты генератора на туннельном диоде от обратного магнит-

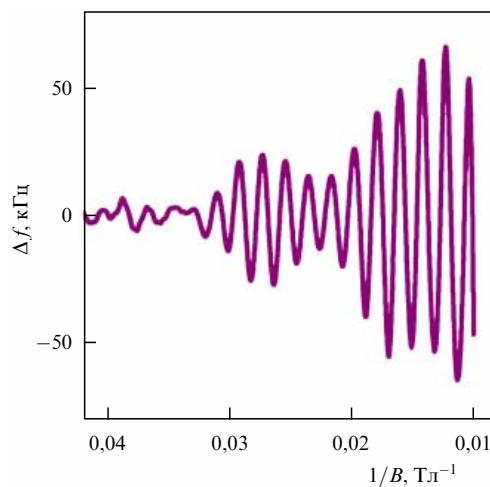


Рис. 23. Квантовые осцилляции в недодопированном YBa₂Cu₃O_{7-x} с $x = 0,56$ вплоть до 101 Тл, при $T = 1,5$ К, отложенные в зависимости от обратного магнитного поля $1/B$ [88].

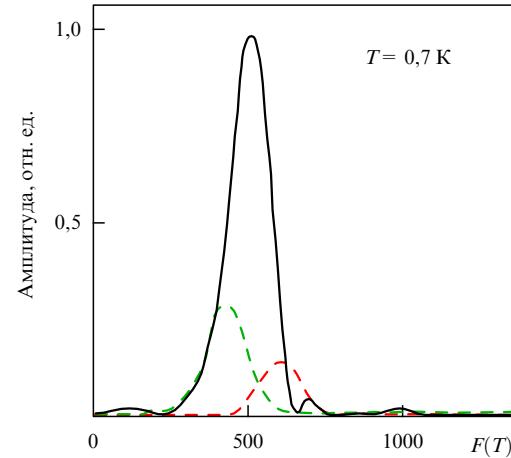


Рис. 24. Результат разложения Фурье квантовых осцилляций в монокристалле YBCO (см. рис. 23) [88].

ного поля [88]. Измерения проводились по той же методике, что и при измерении ВРЭ: сдвиг резонансной частоты автодинного генератора в зависимости от магнитного поля.

В результате проведённых исследований были обнаружены квантовые осцилляции вплоть до 30 К, с частотой, соответствующей маленьким карманам на ПФ YBCO, с довольно малой эффективной массой $m^* = 0,45m_0$ (см. рис. 23). Фурье-анализ этих осцилляций (рис. 24) показал, что они обусловлены как электронными, так и дырочными листами ПФ. Было установлено [80–91], что ПФ YBCO состоит из одного электронного и двух дырочных карманов в виде деформированных цилиндров, в соответствии с реконструкцией ПФ, вызванной волнами зарядовой плотности (ВЗП) [88] (рис. 25).

Вероятно, что два из эллипсоидов на рис. 25 связаны с двумя различными листами ПФ, которые обусловлены CuO₂-плоскостями в элементарной ячейке YBCO [88]. Третья частота осцилляций на рис. 24, возможно, обусловлена магнитным пробоем между электронными и дырочными эллипсоидами ПФ [88], что весьма вероятно в столь сильных магнитных полях, 20–101 Тл.

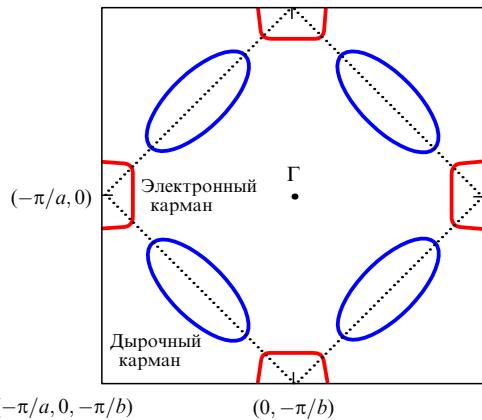


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Сечение реконструированной ПФ YBCO, состоящей из ромбовидного электронного кармана (красный) и дырочных эллипсоидов (синие) [88]. Пунктирная линия — антиферромагнитная зона Бриллюэна.

4. Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением

Особое место среди современных методов исследований ПФ металлов занимает фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoelectron Spectroscopy, ARPES). Особенностью этого метода исследований электронной структуры металлов является возможность изучать низколежащие уровни энергии металлов, расположенные под уровнем Ферми [15–17].

В основе метода ARPES лежит явление фотоэффекта. При облучении поверхности металла ультрафиолетовым светом происходит эмиссия электронов различных энергий, которая регистрируется в виде фотоэмиссионного спектра, а при применении разворотки по углу регистрируется фотоэмиссионный спектр с угловым разрешением (рис. 26) [15–17].

В ARPES-экспериментах эмитированные из поверхности металла электроны попадают на полусферический анализатор, линза которого направляет электроны на многоканальные пластины. При дальнейшем пролёте анализатора электронный пучок разворачивается по энергии в плоскости, перпендикулярной щели, и на 2D

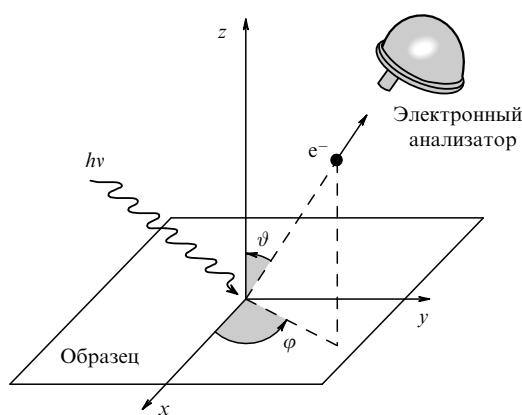


Рис. 26. Схема ARPES-эксперимента, в котором направление эмиссии электронов определяется углом ϑ и полярным углом φ . Эмиссия регистрируется электронным анализатором [15].

детекторе формируется двумерный спектр: интенсивность фотоэлектронов как функция их энергии и угла вылета. Образец и детектор находятся в сверхвысоком вакууме, так как ARPES является поверхностно-чувствительным методом. Источником света служит либо синхротронное излучение при ~ 20 – 200 эВ, либо излучение гелиевой плазмы при ~ 20 эВ, а в последнее время используются современные лазеры с энергией кванта 7 и 11 эВ [15–17].

В основе ARPES лежит не совсем обоснованное предположение, что электрон при эмиссии из кристалла в вакуум сохраняет свой импульс и энергию, т.е. полагается, что при выходе из кристалла квазимпульс электрона $\hbar\mathbf{k}$ переходит в реальный импульс в свободном пространстве $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{G}$, где \mathbf{G} — вектор обратной решётки кристалла. При этом сохраняется энергия электрона $E_{kin} = h\nu - \varphi - |E_b|$, где E_b — энергия связи в металле.

Интенсивность фототока пропорциональна спектральной функции, умноженной на функцию распределения Ферми: $I(k, \omega) = A(k, \omega) f(\omega)$. Без учёта взаимодействия $A(\mathbf{k}, \omega) = \delta[\omega - \varepsilon(\mathbf{k})]$ и электронный спектр определяется зонным законом дисперсии $\varepsilon(\mathbf{k})$ в металле. Учёт взаимодействия сильно осложняет поведение спектральной функции:

$$A(k, \omega) = -\frac{\Sigma''(\omega)}{\pi(\omega - \varepsilon(k) - \Sigma'(\omega))^2 + \Sigma''(\omega)^2}.$$

Здесь $\Sigma'(\omega) + i\Sigma''(\omega)$ — квазичастичная собственная энергия, отражающая взаимодействия в металле. Вообще говоря, строго обоснования эффекта ARPES до сих пор нет, поэтому обычно используются различные приближения [15–17]. Следует отметить, что ARPES является поверхностно-чувствительным методом, так как длина свободного пробега фотоэлектронов сильно зависит от энергии с минимумом при 2 – 5 Å. Поэтому не совсем очевидно, насколько спектр ARPES отражает реальную электронную структуру в объёме металла, а не структуру поверхностных состояний. Так, было показано, что фотоэмиссия в купратах происходит с глубины порядка двух постоянных элементарной ячейки, т.е. ~ 15 Å [15–17].

На рисунке 27 приведена модель сечения ПФ моно-кристалла YBCO, состоящая из пар контуров вокруг точки S зоны Бриллюэна, соответствующих связанным и антисвязанным листам ПФ, восстановленная с помощью ARPES с применением циркулярно поляризованного ультрафиолетового света [92]. В этих экспериментах удалось локализовать положение поверхностных и объёмных состояний в YBCO, где ближайший к поверхности слой CuO_2 считается локализованным, а следующий бислой рассматривается как объёмный.

В настоящее время, по-видимому, имеется принципиальное несоответствие между данными ARPES для ПФ и результатами изучения квантовых осцилляций [77–91]. Следует также отметить, что исследования квантовых осцилляций проведены в сильных магнитных полях, тогда как данные ARPES получены в нулевом поле [77–88]. Тем не менее нам представляется, что существующее несоответствие требует детального изучения.

Суммируя результаты исследований квантовых осцилляций и ARPES в YBCO, отметим следующие обстоятельства [88]: (1) обнаружено резкое уменьшение разме-

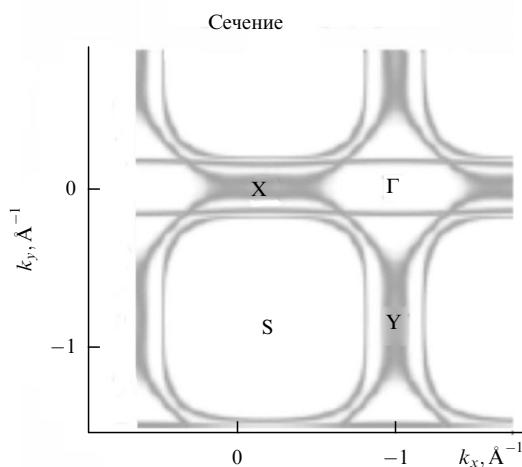


Рис. 27. Зонная электронная структура раздвоиникованного моно-кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$ [92].

ров ПФ при переходе от недодопированного к передодопированному режиму и быстрое падение фермиевской скорости при низком дипировании; (2) ARPES обнаруживает коллапс большой ПФ на передодированной стороне к несвязанным дугам ПФ, (3) квантовые осцилляции объясняются магнитным пробоем между дырочными и электронными карманами ПФ.

В заключение отметим, что исследования ПФ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ выходят за рамки настоящего обзора, посвящённого фермиологии чистых металлов. Тем не менее ряд приведённых результатов показывает несомненную важность этих исследований для получения информации об электронной структуре металлов.

5. Заключение

В настоящем обзоре предпринята попытка собрать воедино результаты исследований поверхности Ферми металлов с помощью высокочастотных размерных эффектов. Показана высокая точность этих методов на примерах исследований, которые не вошли в другие обзоры. Показано, что высокочастотные размерные эффекты являются весьма чувствительными и эффективными методами исследований ПФ и механизмов возбуждения электромагнитных волн в металлах. К сожалению, эти исследования в настоящее время отсутствуют в связи с необходимостью применения высокочистых металлов с большой длиной свободного пробега. Вместе с тем применение ВРЭ для исследований ПФ наноструктурных объектов толщиной в несколько микрометров может оказаться весьма эффективным и полезным.

На примере электронной структуры высокотемпературных сверхпроводников показано, что исследования ПФ металлов представляют собой очень важную и увлекательную проблему в изучении электронной структуры металлов.

Благодарности. Автор благодарен В.Т. Долгополову и В.Г. Песчанскому за ценные замечания к обзору. Автор признателен М.А. Арутюняну, В.В. Бондареву, M. MacInnes, R. Stubi, P.-A. Probst, B. Collet, K. Saermark, J. Lebech, C.K. Bak, J. van der Maas за сотрудничество. Работа поддержана Российской академией наук

(Программа Президиума РАН "Актуальные проблемы физики низких температур") и Российским фондом фундаментальных исследований (проект 14-02-00462). Часть исследований была проведена в Институте экспериментальной физики Лозаннского университета, Швейцария (Institut de Physique Experimentale, Universite de Lausanne, Switzerland) и была поддержана Швейцарским физическим обществом (Swiss National Foundation for Scientific Research), за что автор выражает свою глубокую признательность.

Список литературы

1. Cracknell A P *Adv. Phys.* **18** 681 (1969)
2. Cracknell A P, Wong K C *The Fermi Surface. Its Concept, Determination and Use in the Physics of Metals* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1973)
3. Gantmakher V F *Prog. Low. Temp. Phys.* **5** 181 (1967)
4. Gantmakher V F *Rep. Prog. Phys.* **37** 317 (1974)
5. Канер Э А, Гантмахер В Ф УФН **94** 193 (1968); Kaner E A, Gantmakher V F *Sov. Phys. Usp.* **11** 81 (1968)
6. Khaikin M S *Adv. Phys.* **18** 1 (1969)
7. Хайкин М С УФН **96** 409 (1968); Khaikin M S *Sov. Phys. Usp.* **11** 785 (1969)
8. Édel'man V S *Adv. Phys.* **25** 555 (1976)
9. Эдельман В С УФН **123** 257 (1977); Edel'man V S *Sov. Phys. Usp.* **20** 819 (1977)
10. Springfield M *Adv. Phys.* **20** 493 (1971)
11. Doezeema R E, Koch J F *Phys. Condensed Matter.* **19** 17 (1975)
12. Wagner D K, Bowers R *Adv. Phys.* **27** 651 (1978)
13. Gasparov V A, Huguenin R *Adv. Phys.* **42** 393 (1993)
14. Lee M J G *Phys. Rev.* **187** 901 (1969)
15. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
16. Кордюк А А *ФНТ* **40** 375 (2014); Kordyuk A A *Low Temp. Phys.* **40** 286 (2014)
17. Кордюк А А, Борисенко С В *ФНТ* **32** 401 (2006); Kordyuk A A, Borisenko S V *Low Temp. Phys.* **32** 298 (2006)
18. Хайкин М С *ЖЭТФ* **41** 1773 (1961); Khaikin M S *Sov. Phys. JETP* **14** 1260 (1962)
19. Хайкин М С *ЖЭТФ* **43** 59 (1962); Khaikin M S *Sov. Phys. JETP* **16** 42 (1963)
20. Мина Р Т, Хайкин М С *ЖЭТФ* **48** 111 (1965); Mina R T, Khaikin M S *Sov. Phys. JETP* **21** 75 (1965)
21. Мина Р Т, Эдельман В С, Хайкин М С *ЖЭТФ* **51** 1363 (1966); Mina R T, Edel'man V S, Khaikin M S *Sov. Phys. JETP* **24** 920 (1967)
22. Хайкин М С, Мина Р Т *ЖЭТФ* **42** 35 (1962); Khaikin M S, Mina R T *Sov. Phys. JETP* **15** 24 (1962)
23. Гантмахер В Ф *ЖЭТФ* **42** 1416 (1962); Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **15** 982 (1962)
24. Гантмахер В Ф *ЖЭТФ* **44** 811 (1963); Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **17** 549 (1963)
25. Гантмахер В Ф *ЖЭТФ* **46** 1366 (1963); Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **19** 1366 (1964)
26. Гантмахер В Ф *ЖЭТФ* **43** 345 (1962); Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **16** 247 (1963)
27. Канер Э А *ЖЭТФ* **44** 1036 (1963); Kaner E A *Sov. Phys. JETP* **17** 700 (1963)
28. Peschansky V G et al. *Physica B+C* **108** 889 (1981)
29. Гаспаров В А *ЖЭТФ* **68** 2259 (1975); Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **41** 1129 (1975)
30. Крылов И П, Гантмахер В Ф *Sov. Phys. JETP* **51** 740 (1966); Krylov I P, Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **24** 492 (1967)
31. Gasparov V A, Harutunian M H *Phys. Status Solidi B* **93** 403 (1979)
32. Gasparov V A, Harutunian M H *Phys. Status Solidi B* **74** K107 (1976)
33. Гантмахер В Ф, Гаспаров В А *ЖЭТФ* **64** 1712 (1973); Gantmakher V F, Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **37** 864 (1973)
34. Halse M R *Phil. Trans. R. Soc. A* **265** 507 (1969)
35. Christensen N E, Int. Reprint Physics Lab. I (Lyngby: Technical Univ. of Denmark, 1970)

36. MacInnes W M et al., in *Recent Developments in Condensed Matter Physics Vol. 2 Metals, Disordered Systems, Surfaces, and Interfaces* (Ed. J Devrees) (Berlin: Springer, 1981) p. 25
37. Stubi R et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** 643 (1987)
38. Stubi R, Probst P-A, Huguenin R, Gasparov V A *J. Phys. F* **18** 1211 (1988)
39. Henningsen J O, Falk D S *Phys. Rev. Lett.* **26** 1174 (1971)
40. Gantmakher V F, Lebech J, Bak C K *Phys. Rev. B* **20** 5111 (1979)
41. Gasparov V A, Lebech J, Saermark K *J. Low Temp. Phys.* **41** 257 (1980)
42. Gasparov V A, Lebech J, Saermark K *J. Low Temp. Phys.* **50** 379 (1983)
43. Lomer W M *Proc. Phys. Soc. Lond.* **80** 489 (1962)
44. Lomer W M *Proc. Phys. Soc. Lond.* **84** 327 (1964)
45. Бойко В В, Гаспаров В А, Гвердцители И Г *Письма в ЖЭТФ* **6** 737 (1967); Boiko V V, Gasparov V A, Gverdtsiteli I G *Sov. Phys. JETP Lett.* **6** 212 (1967)
46. Бойко В В, Гаспаров В А, Гвердцители И Г *ЖЭТФ* **56** 489 (1969); Boiko V V, Gasparov V A, Gverdtsiteli I G *Sov. Phys. JETP* **29** 267 (1969)
47. Бойко В В, Гаспаров В А *ЖЭТФ* **61** 2362 (1972); Boiko V V, Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **34** 1266 (1972)
48. Бойко В В, Гаспаров В А *ЖЭТФ* **61** 1976 (1972); Boiko V V, Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **34** 1054 (1972)
49. Бойко В В, Гаспаров В А *Металлофизика* **37** 11 (1971)
50. Бойко В В, Гаспаров В А *ФТТ* **12** 310 (1970); Boiko V V, Gasparov V A *Sov. Phys. Solid State* **12** 254 (1970)
51. Арутюнян М А, Гантмахер В Ф, Гаспаров В А *Изв. АН Армянской ССР Физика* **13** 474 (1978)
52. Бойко В В, Гантмахер В Ф, Гаспаров В А Т *ЖЭТФ* **65** 1219 (1973); Boiko V V, Gantmakher V F, Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **38** 604 (1974)
53. van der Maas J, Huguenin R, Gasparov V A *J. Phys. F* **15** L271 (1985)
54. Гантмахер В Ф, Крылов И П *ЖЭТФ* **47** 2111 (1964); Gantmakher V F, Krylov I P *Sov. Phys. JETP* **20** 1418 (1965)
55. Гантмахер В Ф, Крылов И П *ЖЭТФ* **49** 1054 (1966); Gantmakher V F, Krylov I P *Sov. Phys. JETP* **22** 734 (1966)
56. Гантмахер В Ф, Канер Э А *ЖЭТФ* **48** 1572 (1965); Gantmakher V F, Kaner E A *Sov. Phys. JETP* **21** 1053 (1965)
57. Марьяхин А А, Набережных В П *Письма в ЖЭТФ* **3** 205 (1966); Mar'yakhin A A, Naberezhnykh V P *JETP Lett.* **3** 130 (1966)
58. Набережных В П, Цымбал Л Т *Письма в ЖЭТФ* **5** 319 (1967); Naberezhnykh V P, Tsymbal L T *JETP Lett.* **5** 263 (1967)
59. Jaquier A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **3** 10065 (1991)
60. MacInnes W M et al. *J. Phys. F* **7** 655 (1977)
61. Price P J *IBM J. Res. Develop.* **4** 152 (1960)
62. Lur'e M A, Peschansky V G, Yiasemides K *J. Low Temp. Phys.* **56** 277 (1984)
63. Окулов В И, Устинов В В *ЖЭТФ* **67** 1176 (1974); Okulov V I, Ustinov V V *Sov. Phys. JETP* **40** 584 (1975)
64. Устинов В В *ФММ* **52** 709 (1981); Ustinov V V *Phys. Metals Metallogr.* **52** (4) 27 (1981)
65. Peschanskii V G, Yiasemides K *ФНТ* **6** 541 (1980); *Sov. J. Low Temp. Phys.* **6** 260 (1980)
66. Бондарев В В, Гаспаров В А *Письма в ЖЭТФ* **41** 143 (1985); Bondarev V V, Gasparov V A *JETP Lett.* **41** 175 (1985)
67. Цой В С, Разгонов И И *ЖЭТФ* **74** 1137 (1978); Tsoi V S, Razgonov I I *Sov. Phys. JETP* **74** 597 (1978)
68. Tsoi V S, in *Soviet Scientific Review Section A Phys. Rev. Vol. 2* (Ed. I M Khalatnikov) (London: Harwood Acad., 1980) p. 395
69. Гантмахер В Ф, Долгополов В Т *ЖЭТФ* **60** 2260 (1971); Gantmakher V F, Dolgopolov V T *Sov. Phys. JETP* **33** 1215 (1971)
70. Бабкин Г И, Долгополов В Т *ЖЭТФ* **66** 1461 (1974); Babkin G I, Dolgopolov V T *Sov. Phys. JETP* **39** 717 (1974)
71. Долгополов В Т *УФН* **130** 241 (1980); Dolgopolov V T *Sov. Phys. Usp.* **23** 134 (1980)
72. Долгополов В Т, Мурзин С С *Письма в ЖЭТФ* **23** 213 (1976); Dolgopolov V T, Murzin S S *Sov. Phys. JETP Lett.* **23** 190 (1976)
73. Бабкин Г И, Долгополов В Т, Чупров П Н *ЖЭТФ* **75** 1801 (1978); Babkin G I, Dolgopolov V T, Chuprov P N *Sov. Phys. JETP* **48** 907 (1978)
74. Долгополов В Т, Мурзин С С, Чупров П Н *ЖЭТФ* **78** 331 (1980); Dolgopolov V T, Murzin S S, Chuprov P N *Sov. Phys. JETP* **51** 166 (1980)
75. Мурзин С С, Долгополов В Т *ЖЭТФ* **79** 2282 (1980); Murzin S S, Dolgopolov V T *Sov. Phys. JETP* **52** 1155 (1980)
76. Лифшиц И М, Азбель М Я, Каганов М И *Электронная теория металлов* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Lifshits I M, Azbel M Ya, Kaganov M I *Electron Theory of Metals* (New York: Consultants Bureau, 1973)
77. Gasparov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 097006 (2008)
78. Kramer R B G et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 267209 (2005)
79. Kramer R B G et al. *Phys. Rev. B* **82** 075101 (2010)
80. Doiron-Leyraud N et al. *Nature* **447** 565 (2007)
81. Vignolle B et al. *Nature* **455** 952 (2008)
82. Bangura A F et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 047004 (2008)
83. Hossain M A et al. *Nature Phys.* **4** 527 (2008)
84. Jaudet C et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 187005 (2008)
85. Audouard A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 157003 (2009)
86. Singleton J et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 086403 (2010)
87. Vignolle B et al. *Phys. Rev. B* **85** 224524 (2012)
88. Sebastian S E, Harrison N, Lonzarich G G *Rep. Prog. Phys.* **75** 102501 (2012)
89. Barisić N et al. *Nature Phys.* **9** 761 (2013)
90. Doiron-Leyraud N et al. *Nature Commun.* **6** 6034 (2015)
91. Sebastian S E, Proust C *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **6** 411 (2015); arXiv:1507.01315
92. Zabolotny V B et al. *Phys. Rev. B* **76** 024502 (2007)

High frequency size effect study of the Fermi surface of metals

V.A. Gasparov

*Institute of Solid-State Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Osip'yan'a 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
E-mail: vgasparo@issp.ac.ru*

This paper reviews experimental and theoretical work on the study of the Fermi surface of pure metals using high frequency size effects. Particular attention is given to little known new ballistic effects such as the time of flight effect, multichannel size effect and nonlinear size effect.

Keywords: Fermi surface of metals, radio-frequency size effect, time of flight effect, nonlinear size effect, multichannel surface scattering, pure metals

PACS numbers: 71.10.Ca, 71.15.-m, 71.20.-b, 72.10.-d

Bibliography — 92 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (3) 311–324 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.05.038125>

Received 15 January 2017, revised 8 May 2017

Physics – Uspekhi **61** (3) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.05.038125>