

Влияние резонансного электрон-фононного взаимодействия на электронный спектр вольфрама и галлия

Н.Г. Бурма, Ю.А. Авраменко, А.И. Петришин, В.Д. Филь

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 6 октября 2011 г., после переработки 25 ноября 2011 г.

В вольфраме и галлии исследованы особенности в угловых зависимостях фермиевской скорости носителей заряда, связанные с резонансным электрон-фононным взаимодействием. Особенности проявлялись в значительном, не менее чем в 1,5 раза, уменьшении скорости в направлении нормалей к уплощенным участкам поверхности Ферми этих металлов и в значительно меньшем, порядка 5%, уменьшении скорости на поверхности Ферми типа цилиндра.

У вольфрамі та галії досліджено особливості в кутовій залежності ферміївської швидкості носіїв заряду, які пов'язані з резонансною електрон-фононною взаємодією. Особливості проявлялися у значному, не менш ніж в 1,5 рази, зменшенні швидкості у напрямку нормалей до сплюснених ділянок поверхні Фермі цих металів та в значно меншому, близько 5%, зменшенні швидкості на поверхні Фермі типа циліндра.

PACS: 71.18.+y Поверхность Ферми, вычисления и измерения, эффективная масса, g-фактор;
74.25.Ld Механические и акустические свойства, упругость и ультразвуковое затухание.

Ключевые слова: электрон-фононное взаимодействие, электронный спектр, фермиевская скорость.

Эффекты электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в проводниках в нормальном состоянии, изучение которых началось более полувека назад, имеют свои особенности в случае нерезонансного и резонансного взаимодействия электронов и фононов. Нерезонансное взаимодействие, как было выяснено в работах Фрелиха [1] и Мигдала [2], приводит к перенормировке электронного спектра в полосе энергий $\sim \hbar\omega_D$ вблизи уровня Ферми, одним из результатов которой является уменьшение скорости фермиевских электронов (ω_D — дебаевская частота фононов). Полученное Мигдалом выражение, связывающее затравочную v_F^0 и перенормированную v_F скорости фермиевских электронов при произвольной интенсивности электрон-фононного взаимодействия, имеет вид

$$v_F = \frac{v_F^0}{1 + \lambda}. \quad (1)$$

Параметр ЭФВ λ определяется выражением [3]

$$\lambda = 2 \int_0^{\infty} d\omega \frac{\alpha^2(\omega) g(\omega)}{\omega}, \quad (2)$$

где α — константа электрон-фононного взаимодействия, $g(\omega)$ — плотность состояний фононов, ω — их частота.

Резонансное взаимодействие электронов с фононами для одномерного случая связано с поглощением определенных фононов с волновым вектором

$$\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F, \quad (3)$$

и переходом фермиевских электронов из состояния с волновым вектором \mathbf{k}_F в состояние $-\mathbf{k}_F$. В трехмерном случае (3) дополняется условием симметрии электронного спектра [4]

$$\varepsilon(\mathbf{k}) - \varepsilon_F = -\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + \varepsilon_F, \quad (4)$$

которое фактически сводится к условию равенства фермиевских скоростей электронов $\mathbf{v}_F = d\varepsilon/d\mathbf{p}$ в со-

стояниях \mathbf{k}_F и $-\mathbf{k}_F$ ($\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ — фермиевский импульс).

Впервые на существование в спектре фононов особенностей, связанных с резонансным ЭФВ и топологией поверхности Ферми (ПФ), обратил внимание Кон [5]. Подробное изучение этого вопроса Афанасьевым и Каганом [6] установило зависимость характера особенностей в спектре фононов $\omega(q)$ от фазового объема резонансных электронов — от слабой логарифмической аномалии (сферическая ПФ) до корневой (цилиндрическая ПФ) и аномалии типа $1/x$ (плоская ПФ). В последнем случае, согласно [6], возможна радикальная перестройка фононного спектра, проявляющаяся в значительном уменьшении частоты резонансных фононов и образовании волны зарядовой плотности (ВЗП).

Большинство теоретических и экспериментальных работ (см. например, обзоры [4,7]), в которых изучалось электрон-фононное взаимодействие, относится к квазиодномерным проводникам с уплощенными участками на ПФ, в которых при температурах ниже фазового перехода T_P возникают сверхструктура и связанные с ней ВЗП и щель в спектре электронов, что приводит к диэлектризации проводников (переход Пайерлса). В трехмерном случае, согласно теории [4], структурный переход пайерлсовского типа может наблюдаться в том случае, если ПФ имеет участки, совмещающиеся при перемещении на некоторый выделенный вектор \mathbf{q} , а электронный спектр удовлетворяет условию симметрии (4). В этом случае при понижении температуры ниже T_P в проводниках, кроме волны зарядовой плотности с волновым вектором \mathbf{q}_{DCW} , в электронном спектре должна возникать щель на уровне Ферми. При этом сам проводник ниже точки структурного перехода остается металлом или полуметаллом в зависимости от относительной площади совмещающихся (конгруэнтных) участков ПФ.

В трехмерных металлах влияние резонансного ЭФВ на фононную подсистему удавалось достаточно уверенно наблюдать в свинце [8], алюминии [9] и молибдене [10] в экспериментах по рассеянию медленных электронов. Что же касается электронной подсистемы металла, то, насколько известно авторам, такого рода исследования не проводились. Настоящая работа посвящена изучению влияния резонансного электрон-фононного взаимодействия на электронный спектр вольфрама и галлия, ПФ которых имеют уплощения и особенности цилиндрического типа.

Из [2] следует, что эффекты влияния резонансного ЭФВ на электронный спектр следует искать прежде всего в скорости электронов. Это и определило методику исследований — анализ угловых зависимостей фермиевских скоростей на листах ПФ, обладающих отмеченными выше особенностями топологии ПФ.

В качестве метода измерения скорости в настоящей статье использован эффект отклонения (ЭО) [11,12],

представляющий собой пороговый эффект в резонансном взаимодействии фермиевских электронов с высокочастотным звуком ($\omega\tau \gg 1$) в наклонных классически сильных магнитных полях $qr_H \ll 1$ (здесь \mathbf{q} и ω — волновой вектор и циклическая частота звука, r_H и τ — радиус орбиты электронов в магнитном поле и их время релаксации). Особенностью ЭО как метода исследования является принципиальная возможность определения скорости фермиевских электронов одновременно на всех листах ПФ. Техника и методика эксперимента описана в [13].

Вольфрам

Вольфрам, по мнению авторов, является перспективным объектом исследования для поиска проявления резонансного ЭФВ, поскольку его главные листы ПФ — «электронный валет» и «дырочные октаэдры» — содержат значительные уплощенные участки. В плоскости (011) экстремальные волновые векторы этих листов ПФ, полученные методом радиочастотного размерного эффекта [14], приведены на рис. 1. Видно, что грани «дырочных октаэдров», за исключением малых областей вблизи ребер октаэдра, можно представить в виде двух плоских участков, угол относительно наклона которых составляет $\sim 4^\circ$. В направлении [111] отклонение $2k_F$ от среднего значения составляет величину $\sim 3\%$, однако в центральной части граней оно не превышает 1%, т.е. ситуация близка к выполнению условия конгруэнтности. Аналогичная картина имеет место и в случае «электронного валета», который также представляет собой октаэдр, но искаженный значительно сильнее за счет существования на его вершинах

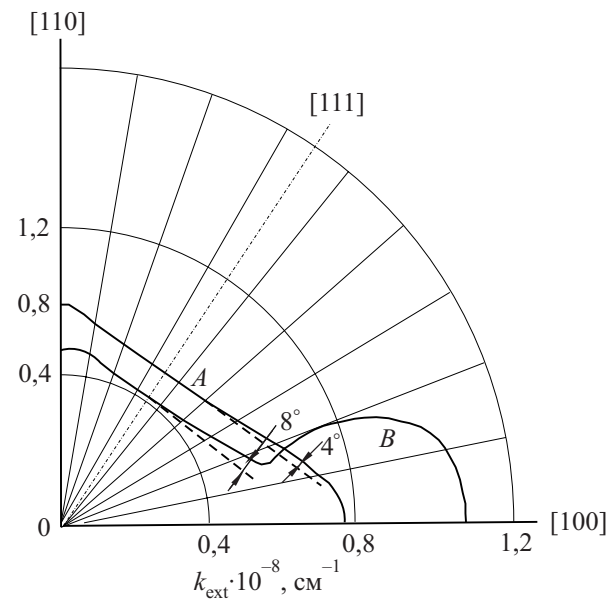


Рис. 1. Экстремальные волновые векторы главных листов ПФ вольфрама согласно [14]: «дырочный октаэдр» (A), «электронный валет» (B).

шарообразных образований — «сфер». В направлении [111] отклонение $2k_F$ от среднего значения достаточно велико и составляет величину $\sim 10\%$.

На рис. 2 приведены результаты наших экспериментов по измерению максимальной скорости носителей заряда вдоль магнитного поля $\bar{v}_{H \max}$ для основных листов ПФ вольфрама в плоскости (011) (черта обозначает среднее за период обращения на орбите). Перед анализом полученных результатов уместно сделать следующие замечания. Первое — в случае выпуклых ПФ измеряемое значение $\bar{v}_{H \max}$ соответствует локальному значению скорости на ПФ. В случае же листов ПФ в виде октаэдра максимальные значения скорости дрейфа совпадают с локальными значениями скорости фермиевских электронов лишь в кристаллографических направлениях [100], [111] и [110]. При произвольном направлении **H** относительно оси кристалла электронные орбиты проходят через несколько граней октаэдра с отличающимися по величине и знаку значениями скорости дрейфа вдоль **H**, вследствие чего измеряемые значения $\bar{v}_{H \max}$ оказываются существенно ниже локальных значений скорости на ПФ. Второе — даже в случае идеально плоских граней октаэдра при перемещении одной из них вдоль [111] на величину $2k_F$ полного совмещения граней не происходит из геометрических соображений (см. рис. 3), а площади совмещающихся и несовмещающихся частей равны. В случае же реальных октаэдров ПФ вольфрама, с учетом масштаба отклонения их граней от плоскостности, совме-

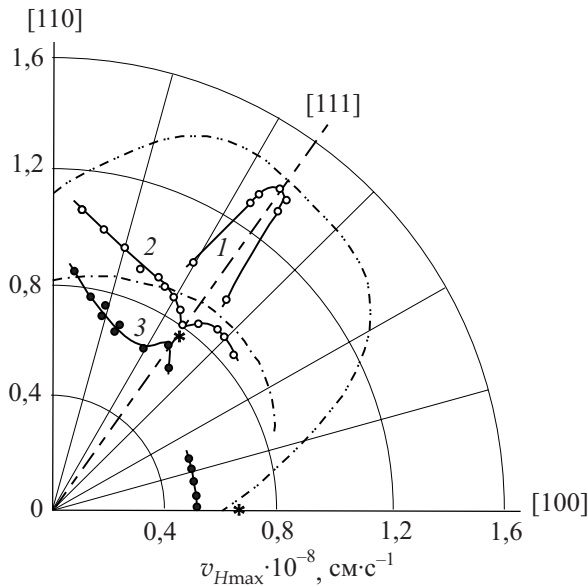


Рис. 2. Угловые зависимости $v_{H \max}$ вольфрама в плоскости (011): «дырочный октаэдр» (○), «электронный валет» (●), результат теоретического расчета методом LMTO фермиевских скоростей на поверхности «электронного валета» (---) и «дырочного октаэдра» (- · -); учет в этих расчетах спин-орбитальной связи: на оси [111] — для «электронного валета», на оси [100] — для «дырочного октаэдра» (*).

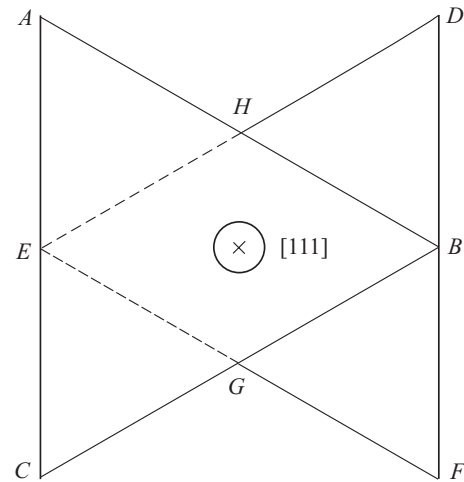


Рис. 3. Совмещающиеся и несовмещающиеся части граней идеального октаэдра при перемещении одной из граней вдоль [111] на расстояние $2k_F$. Совмещающаяся часть — ромб HBGE.

щающаяся часть площади граней при перемещении одной из них вдоль [111] на расстояние $2k_F$ будет существенно меньшей.

Из сказанного выше следует, что в случае листов ПФ типа октаэдра фермиевская скорость носителей заряда на несовмещающихся и совмещающихся частях граней должна быть различной. В первом случае она испытывает влияние нерезонансного электрон-фононного взаимодействия, а во втором еще и резонансного.

Для сравнения с экспериментом на рис. 2 приведены результаты теоретического расчета методом LMTO локальных значений фермиевских скоростей на поверхности «дырочного октаэдра» и «электронного валета» с учетом нерезонансного ЭФВ и спин-орбитальной связи (для отдельных направлений) [15]. В направлениях [100], [111] и [110] результаты расчета с учетом спин-орбитального взаимодействия удовлетворительно согласуются с нашими экспериментальными данными. Отличие расчетных и экспериментальных значений не превышает 10%.

Ранее [14,16] делались попытки определения на ПФ локальных значений скорости электронов вольфрама исходя из формулы

$$m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{p(\varphi)}{v_{\perp}(\varphi)} d\varphi, \quad (5)$$

где m — циклотронная масса, $p(\varphi)$ и $v_{\perp}(\varphi)$ — локальные значения фермиевского импульса и проекции локальной скорости на плоскость электронной орбиты.

Результаты сравнения наших экспериментальных данных и рассчитанных по формуле (5) оказались следующими. Для «электронного валета» измеренная нами величина скорости на «сфере» вдоль [100] $\bar{v}_{H \max} = 0,52 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ совпадает с аналогичным значением,

полученным в [16], а измеренное нами значение вдоль [111] $\bar{v}_{H \max} = 0,72 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ оказалось близким к полученному в [14] значению, равному $\bar{v}_{H \max} = 0,66 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. Аналогично, для «дырочного октаэдра» измеренное нами значение скорости вдоль [111] $\bar{v}_{H \max} = 1,35 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ оказалось близким к соответствующему значению $1,23 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$, полученному в [14].

Проявлением резонансного ЭФВ в случае «дырочно-го октаэдра» является наличие двух ветвей скорости $\bar{v}_{H \max}$ в малой угловой области вблизи [111], одна из которых (ветвь 1) соответствует скорости на несовмещающихся частях граней октаэдра, а другая (ветвь 2) — на совмещающихся при переносе вдоль [111] на $2k_F$. Отметим существенное отличие угловых зависимостей $\bar{v}_{H \max}$ для этих ветвей. Как видно на рис. 2, перенормированная резонансным ЭФВ скорость $\bar{v}_{H \max}$ при приближении к оси [111] резко уменьшается. Противоположная по знаку зависимость имеет место для ветви 1, для которой резкое уменьшение $\bar{v}_{H \max}$ по мере отклонения от направления [111] связано с прохождением электронных орбит через другие грани октаэдра с малой скоростью дрейфа вдоль **H**. На рис. 4 показана экспериментальная зависимость производной затухания акустического сигнала от угла отклонения в геометрии опыта $q \parallel [011]$, $H \parallel [111]$, на которой приведены оба

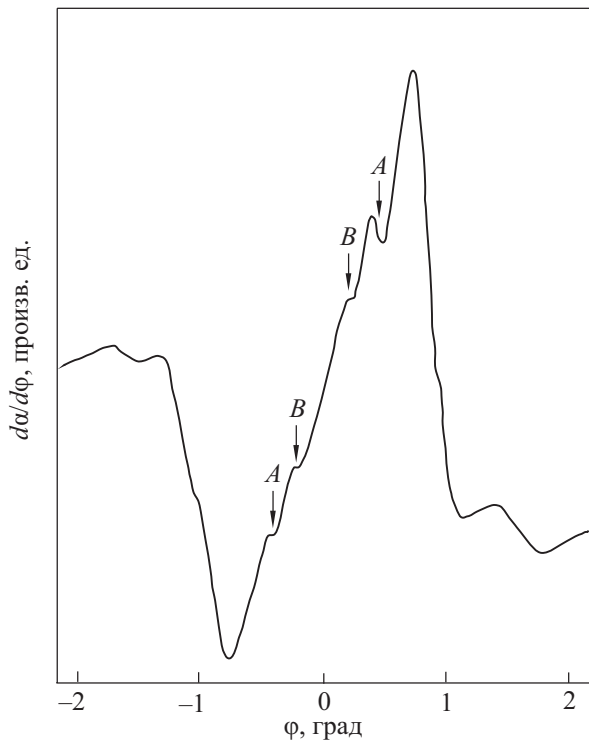


Рис. 4. Зависимость производной затухания акустического сигнала от угла отклонения в геометрии опыта $q \parallel [011]$, $H \parallel [111]$, полученная на продольном звуке в магнитном поле $H = 7 \text{ кЭ}$. Особенности A и B соответствуют ЭО на носителях заряда на совмещающихся и несовмещающихся участках граней «дырочного октаэдра».

сигнала ЭО, связанные с носителями на совмещающихся и несовмещающихся частях граней «дырочного октаэдра». Обработка этой кривой дает значения $\bar{v}_{H \max}$ ($1,35 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ и $0,78 \cdot 10^8 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$), которые отличаются примерно в 1,7 раза. Отсюда следует, что резонансное ЭФВ в рассматриваемой ситуации не приводит к образованию щели на уровне Ферми, а лишь к понижению фермиевской скорости, что может быть обусловлено не только неплоскостью граней октаэдра, но и размытием щели за счет своеобразного механизма релаксации, связанного с сосуществованием на гранях «дырочного октаэдра» областей с резонансным и нерезонансным ЭФВ, и эффективного даже в случае малоуглового электрон-электронного рассеяния. Однако если учесть, что ЭО позволяет измерять максимальную скорость дрейфа носителей, перенормированную резонансным ЭФВ, вопрос о минимальном значении этой скорости остается открытым. Поэтому можно предположить, что резонансное ЭФВ в вольфраме приводит к более существенному уменьшению фермиевской скорости, чем полученное нами значение 1,7 раза.

В случае «электронного валета» (ветвь 3 на рис. 2) наблюдать проявление резонансного ЭФВ не удалось, по-видимому, из-за существенно большего отклонения граней октаэдра от плоскостности. В этом случае разделение граней октаэдра «электронного валета» на совмещающуюся и несовмещающуюся части теряет смысл, а угловая зависимость $\bar{v}_{H \max}$ проявляет слабый максимум вдоль [111]. Уменьшение скорости по мере отклонения от этой оси, очевидно, также связано с прохождением электронных орбит через грани с меньшим значением скорости дрейфа вдоль магнитного поля.

Ранее сообщалось о наблюдении при комнатных температурах обусловленной резонансным ЭФВ особенности в фононном спектре молибдена, форма и размеры ПФ которого слабо отличаются от вольфрама [10] (без учета спин-орбитальной связи они полностью совпадают [17]). Особенность наблюдалась при выполнении условия $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$, которое соответствовало «дырочному октаэдру», но не «электронному валету», что полностью согласуется с результатом настоящей работы.

Галлий

В отличие от вольфрама, ПФ галлия имеет как уплотнения, так и особенности цилиндрического типа. Анализ деталей расчета зонной структуры и ПФ галлия [18] показал, что условиям (3) и (4) в неполной мере может удовлетворять лишь дискообразный лист ПФ $\gamma e(T)$, в центральной части которого выполняется условие (3), но не выполняется условие (4). Последнее обстоятельство связано с тем, что $\gamma e(T)$ расположен в зоне Бриллюэна не в точке симметрии, а на линии симметрии,

вследствие чего, из-за отсутствия центра инверсии, расчетные скорости фермиевских электронов на противоположных сторонах диска значительно отличаются (определенные нами непосредственно из зонной структуры галлия [18], они равны $1,35 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ и $1,6 \cdot 10^8$ см·с⁻¹).

Спектр скоростей фермиевских электронов в галлии был получен нами ранее [13], однако без привязки к зонам. В настоящей работе эта процедура осуществлялась путем сравнения измеренных в работах [19,20] циклотронных эффективных масс с вычисленными по формуле (5), в которую подставлялись полученные в [21] экстремальные импульсы электронов галлия и значения скоростей из [13].

На рис. 5 приведены полученные нами для листа $7e(T)$ угловые зависимости $\bar{v}_{H \max}$ в плоскости (bc) вместе с формой этого листа на ПФ (на вставке). На рис. 5 видно, что нерезонансное ЭФВ сильно перенормирует скорости электронов (примерно в 6–7 раз по сравнению с зонными значениями), но разница скоростей на противоположных сторонах диска сохраняется значительной (примерно в 2 раза). Несмотря на явное нарушение условия симметрии спектра (4), резонансное ЭФВ приводит к резкой угловой зависимости $\bar{v}_{H \max}$ вблизи оси **b** с дополнительным ее уменьшением еще не менее чем в 1,5 раза. Минимальное значение скорости для обеих ветвей определить не удалось из-за уменьшения сигналов ЭО для этого листа ПФ по мере приближения к оси **b** и трудностей выделения их на фоне сильных сигналов ЭО за счет других зон.

Влияние нарушения условия конгруэнтности (3) на перестройку электронного спектра показано на примере листа поверхности Ферми галлия $7e(U)$. Как и $7e(T)$, он

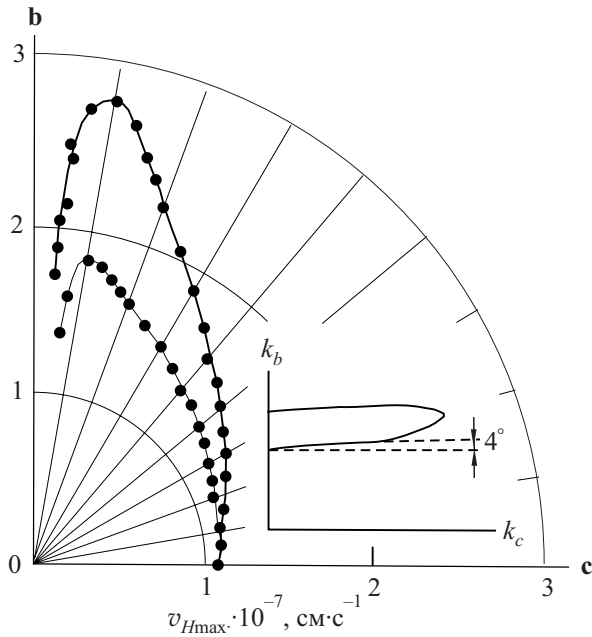


Рис. 5. Угловые зависимости $\bar{v}_{H \max}$ в плоскости (bc) для листа $7e(T)$. На вставке — форма сечения листа $7e(T)$ плоскостью $k_x = 0$.

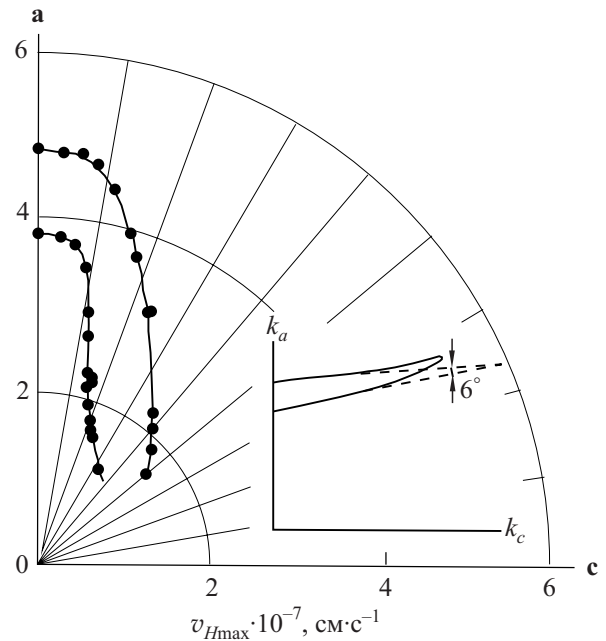


Рис. 6. Угловые зависимости $\bar{v}_{H \max}$ в плоскости (ac) для $7e(U)$. На вставке — форма сечения листа $7e(U)$ плоскостью $k_y = 0$.

расположен на линии симметрии и имеет форму диска с достаточно плоскими поверхностями в его центральной части. В отличие от $7e(T)$, угол между этими поверхностями составляет величину $\sim 6^\circ$, вследствие чего угловая зависимость $\bar{v}_{H \max}$ в плоскости (ac) (см. рис. 6) не проявляет никаких признаков влияния резонансного электрон-фононного взаимодействия. Как видно, в области углов вблизи оси **a** вместо резкого уменьшения скорости наблюдается ее плавное увеличение с выходом на насыщение. Перенормировка скорости электронов за счет нерезонансного ЭФВ, как и в случае с $7e(T)$, также достаточно сильная. Экспериментальные значения скорости фермиевских электронов вдоль оси **a**, равные на противоположных гранях $0,36 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ и $0,49 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, отличаются от соответствующих зонных значений [18], $1,05 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ и $1,35 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, примерно в 2,8 раза.

На рис. 7 представлено влияние резонансного ЭФВ на скорость фермиевских электронов в случае листов ПФ, близких к цилиндрическим. Согласно расчетам зонной структуры [18], соответствующую форму имеет $5h(X)$, представляющий собой вытянутый вдоль оси **c** эллипсоид вращения с соотношением осей 4:1. На рисунке ему соответствует одна ветвь скорости, поскольку он расположен в точке симметрии *X* зоны Бриллюэна. Влияние резонансного электрон-фононного взаимодействия в данном случае приводит к уменьшению скорости носителей вдоль оси **b** (т.е. на цилиндрической части $5h(x)$) на величину $\sim 5\%$.

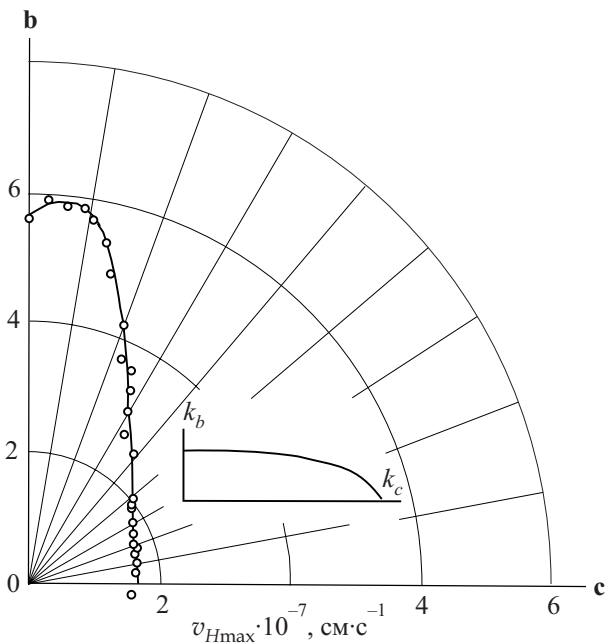


Рис. 7. Угловая зависимость $\bar{v}_{H\max}$ в плоскости (bc) для зоны $5h(X)$. На вставке — форма сечения $5h(X)$ плоскостью $k_x = \pi/a$.

Выводы

Результаты экспериментов показывают, что в металлах с уплощенными участками ПФ резонансное ЭФВ существенно уменьшает скорость фермиевских электронов. К сожалению, эффект отклонения как метод исследования не позволяет измерить минимальное значение скорости, перенормированной резонансным ЭФВ. Поэтому вопрос о возможности существования в таких металлах фазового перехода второго рода с образованием щели на уровне Ферми остается открытым. Наиболее вероятным нам представляется возможность образования щели в молибдене, в котором, согласно [14], отклонение граней «дырочного октаэдра» от плоскостей значительно меньше по сравнению с вольфрамом.

1. Н. Frölich, *Phys. Rev.* **79**, 845 (1950).
2. А.Б. Мигдал, *ЖЭТФ* **34**, 1438 (1958).
3. Р.М. Trofimenkoff, J.P. Carlotte, and R.C. Dynes, *Phys. Lett.* **A27**, 394 (1968).
4. Л.Н. Булаевский, *УФН* **115**, 263 (1975); там же **116**, 449 (1976).

5. W. Kohn, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 393 (1959).
6. А.М. Афанасьев, Ю. Каган, *ЖЭТФ* **43**, 1456 (1962).
7. J.A. Wilson and A.D. Joffe, *Adv. Phys.* **18**, 193 (1969).
8. Arthur Paskin and R.J. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 199 (1962).
9. R. Stedman and G. Nilsson, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 634 (1965).
10. A.D. Woods and B.M. Powell, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 778 (1965).
11. D.H. Reneker, *Phys. Rev.* **115**, 303 (1959).
12. А.П. Королюк, М.А. Оболенский, В.Л. Фалько, *ЖЭТФ* **60**, 269 (1971).
13. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *ФНТ* **19**, 667 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 477 (1993)].
14. В. Бойко, В.А. Гаспаров, *ЖЭТФ* **61**, 2362 (1971).
15. J. Kollar, *Solid State Commun.* **27**, 1313 (1978).
16. D. Sang, A. Myers, and P.J. Freman, *Solid State Commun.* **18**, 597 (1976).
17. T.L. Louks, *Phys. Rev.* **139**, A1181 (1965).
18. W.R. Reed, *Phys. Rev.* **188**, 1184 (1969).
19. T.W. Moore, *Phys. Rev.* **165**, 864 (1968).
20. J.H. Condon, приложение к [19].
21. П.А. Безуглый, Н.Г. Бурма, *Физ. конд. сост.*, вып. XXX, 93 (1974).

The effect of resonance electron–phonon interaction on electronic spectra of tungsten and gallium

N.G. Burma, Yu.A. Avramenko, A.I. Petrishin, and V.D. Fil

The particularities of the angle dependences of Fermi velocity caused by resonance electron–phonon interaction in tungsten and gallium were investigated. The peculiarities manifest themselves as a considerable (~1.5 times), decrease of Fermi velocity along the normals to the plane-like parts of the Fermi surfaces and as a much more smaller (~5%) reduction of the velocity on a cylinder-like Fermi surface.

PACS: **71.18.+y** Fermi surface, calculation and measurements, effective mass, g-factor;

74.25.Ld Mechanical and acoustical properties, elasticity and ultrasonic attenuation.

Keywords: electron–phonon interaction, electronic spectra, Fermi velocity.