

ИЗМЕНЕНИЕ СВЯЗНОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ИЗОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ У Vi ПОД ДАВЛЕНИЕМ.

Н.Б.Брандт, В.В.Мошалков, С.М.Чудинов

Обнаружен индуцированный гидростатическим давлением p переход электронной изоэнергетической поверхности у Vi от эллипсоидальной к гантелеобразной, а затем — к двусвязной. В области давлений, где сечение "шейки" гантели становится достаточно малым, наблюдается внутризонный магнитный пробой. Показано, что спектр в точке L зоны Бриллюэна у Vi инвертирован и величина перекрытия зон $|\epsilon_g| = 4 \div 7 \text{ мэв}$.

Вопрос об инверсности спектра в точке L зоны Бриллюэна до последнего времени оставался одним из наименее ясных в структуре энергетического спектра Vi . По этому вопросу имеется много качественно и количественно различающихся результатов (см., например, [1 – 3]). Отсутствие точных данных о структуре спектра в точке L объясняется тем, что свойства электронов на поверхности Ферми у чистого Vi слабо зависят от структуры дна зоны. Поэтому информация о структуре зон, полученная путем исследования свойств электронов на уровне Ферми, является весьма неточной.

Наиболее достоверная информация получается, с нашей точки зрения, при варьировании отношения энергии Ферми к величине перекрытия $|\epsilon_g|$ зон (или щели ϵ_g в случае неинверсного спектра) в точке L . Одним из способов изменения отношения $(\epsilon_F/|\epsilon_g|)$ является сплавление Vi с сурьмой. Характер изменения спектра у сплавов $\text{Vi}_{1-x}\text{Sb}_x$ дает основание полагать, что спектр у Vi в L инвертирован и $\epsilon_g = -(5 \pm 2) \text{ мэв}$ [1], причем величина ϵ_g увеличивается по модулю при всестороннем сжатии со скоростью $d\epsilon_g/dp = -2,5 \pm 0,2 \text{ мэв/кбар}$. На основании этих результатов представляло интерес увеличить при помощи всестороннего сжатия перекрытия зон $|\epsilon_g|$ настолько, чтобы оно сравнялось с энергией Ферми или превысило ее (рис. 2, б). Инверсность спектра в этом случае должна привести

к качественному изменению формы электронной изоэнергетической поверхности (ЭИП) (рис. 2а).

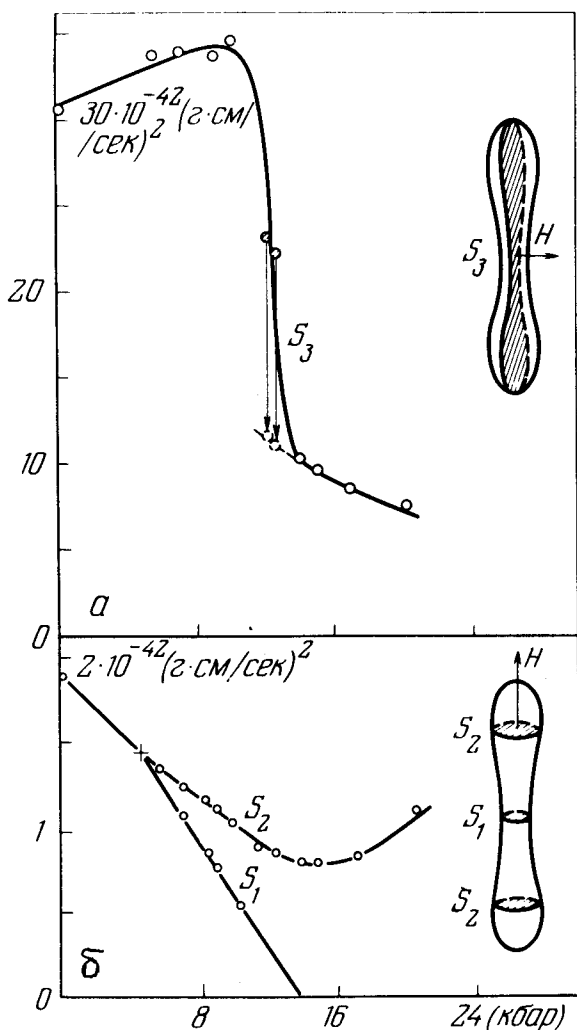


Рис. 1. Зависимость экстремальных сечений электронной изоэнергетической поверхности от давления

С этой целью был исследован эффект Шубникова – де Гааза (ШдГ) у двух монокристаллических образцов Vi слабо легированного Te (концентрация электронов $n_e = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $3,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в области давлений до 22 кбар. Так как всестороннее сжатие быстро уменьшает концентрацию электронов [4], легирование Te обеспечивало возможность отчетливого наблюдения большого числа осцилляций во всей области используемых давлений (у чистого Vi осцилляции от малых электронных сечений становятся труднонаблюдаемыми начиная с давления ~ 12 кбар).

Давление создавалось при помощи методики, описанной в [5]. Осцилляции ШдГ измерялись обычным модуляционным методом с выходом на $X - Y$ самописец. Чувствительность установки позволяла наблюдать осцилляции от трех главных сечений (S_1, S_2, S_3) ЭИП (рис. 1, а, б). Частоты осцилляций, соответствующие этим сечениям, определялись с точностью $\sim 5\%$ путем анализа экспериментальных кривых на ЭВМ.

Результаты, полученные на двух исследованных образцах хорошо согласуются между собой. Далее приводятся данные лишь для образца с $n_e = 3,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Обнаружено, что максимальное главное сечение S_3 ЭИП (соответствующее ориентации поля H вдоль бинарной оси) возрастает в области давлений до 10 кбар (рис. 1, а, рис. 2, а). При дальнейшем увеличении p частота осцилляций резко уменьшается. При $p = 13,8$ кбар скорость изменения частоты резко замедляется и при больших давлениях частота осцилляций продолжает слабо уменьшаться с ростом давления.

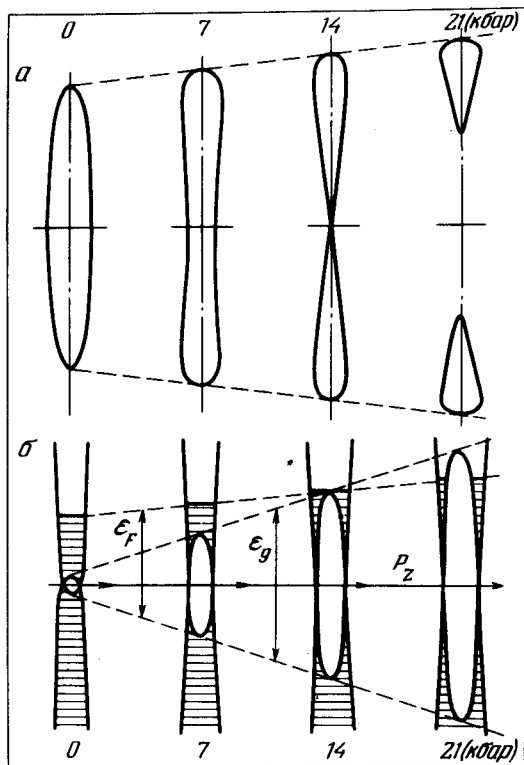


Рис. 2. Изменение формы электронной изоэнергетической поверхности (а) при увеличении под действием давления величины (ϵ_g) перекрытия зон в L (б)

При ориентации поля вдоль направления вытянутости ЭИП частоты осцилляций изменяются следующим образом: для $p = 0$ наблюдается минимальное главное сечение S_1 ЭИП, которое монотонно уменьшается при увеличении давления и обращается в нуль при $p = 13,8$ кбар. Начиная с $p \sim 5,5$ кбар на осцилляционных кривых возникают биения, связанные с появлением новой, более высокой частоты, которая значительно слабее уменьшается с давлением. При $p = 14$ кбар эта частота проходит через минимум и затем возрастает (S_2 , рис. 1, б).

Полученные зависимости от давления частот осцилляций при различных ориентациях поля можно интерпретировать следующим образом. С ростом давления отношение $|\epsilon_g|/\epsilon_F$ также возрастает. Увеличение перекрытия зон в L вызывает изменение формы ЭИП, которая, начиная с $p \sim 5,5$ кбар (крестик на рис. 1, б), становится гантелеобразной. В этот момент, при ориентации поля вдоль вытянутости ЭИП, наряду с минимальным центральным сечением S_1 "шейки" гантели, появляется вто-

рое, несколько большее экстремальное сечение S_2 . При давлении $p_k = 13,8$ кбар S_1 вырождается в точку. С ростом давления ЭИП разрывается на две каплеобразных изоэнергетических поверхности, расстояние между которыми быстро увеличивается с давлением (рис. 2, а).

Полученная картина изменения ЭИП хорошо согласуется с расчетом по модели Абрикосова – Фальковского, в которой энергетический спектр может быть записан в виде:

[3, 6]

$$\left(\epsilon - \frac{p_z^2}{2M_1}\right) \left(\epsilon + \epsilon_g + \frac{p_z^2}{2M_2}\right) = v_x^2 p_x^2 + v_y^2 p_y^2. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{p} = \mathbf{p}(p_x, p_y, p_z)$ – квазиимпульс; v_x, v_y ($v_y < v_x$), M_1, M_2 ($M_2 > M_1$) – параметры спектра. Энергия ϵ отсчитана от дна зоны. Компоненты квазиимпульса p_x и p_z направлены соответственно вдоль бинарной оси и вдоль направления вытянутости ЭИП, p_y – перпендикулярно p_x и p_z .

Переход к гантелеобразной ЭИП происходит при таком давлении p , когда

$$\frac{\epsilon_F(p) + \epsilon_g(p)}{M_1} = \frac{\epsilon_F(p)}{M_2}, \quad (2)$$

Величина давления p_k , при котором гантель разрывается на две каплеобразных ЭИП, определяется из условия

$$\epsilon_F(p_k) + \epsilon_g(p_k) = 0. \quad (3)$$

Зависимости S_3 и S_1 от p , вычисленные на основании соотношения (1) при значениях параметров [12]: $v_x = 1,0 \times 10^8$ (см/сек), $v_y = 0,735 \times 10^8$ см/сек, $(M_2/M_1) \sim 1,3$, $(d\epsilon_g/dp) = -2,7$ мэв/кбар и $\epsilon_{g0} = -6$ мэв, хорошо согласуются с экспериментальными данными (сплошные кривые на рис. 1, а и б – расчетные).

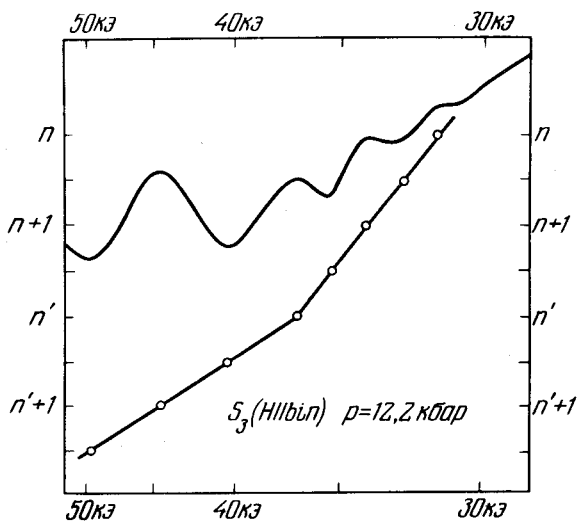


Рис. 3. Изменение характера осцилляций при внутризонном магнитном пробое

Заметим, что расчеты по модели Абрикосова – Фальковского в предположении $\epsilon_g > 0$ (спектр у Bi неинвертирован), а также по моделям

Лэкса [7] и Коэна [8] не согласуются с экспериментом не только количественно, но и качественно.

При расчете зависимости S_3 от p для различных моделей учитывалось смещение уровня Ферми в магнитном поле [9].

При давлениях $p \sim 12$ кбар, когда сечение "шейки" гантели становится достаточно малым, в полях $H > \sim 35$ кэ наблюдается внутризонный магнитный пробой [13], при котором одновременно наблюдаются как допробойные значения сечения (заштрихованные точки на рис. 1) так и приблизительно вдвое меньшие сечения (пунктирные кружки). Сечения, появляющиеся в полях $H > 35$ кэ хорошо ложатся на зависимость S_3 от p при $p > 14$ кбар.

Таким образом, разрыв перемычек ЭИП, сопровождающийся фазовым электронным переходом Лифшица [10], и переход от 3 ЭИП к 6 каплеобразным ЭИП происходит у образца Bi с $n_e = 3,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при давлении 13,8 кбар.

Аналогичный переход у чистого Bi должен происходить при $p \sim 12 \div 13$ кбар. Отсюда следует, что у чистого Bi при всестороннем сжатии сначала три ЭИП расщепляются на 6, а затем эти 6 ЭИП стягиваются в точки и при $p \sim 26$ кбар [11] происходит электронный переход металл – диэлектрик.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
4 марта 1977 г.

Литература

- [1] Н.Б.Брандт, С.М.Чудинов, В.Г.Караваев, ЖЭТФ, 70, 2296, 1976.
- [2] V.S.Edel'man. Advances in Physics, 25, 555, 1976.
- [3] А.А.Абрикосов. Low Temp. Phys., 8, 315, 1972.
- [4] Н.Б.Брандт, Е.С.Ицкевич, Н.Я.Минина. УФН, 104, 459,
- [5] Н.Б.Брандт, Я.Г.Пономарев. ЖЭТФ, 55, 1215, 1968.
- [6] С.Д.Бенеславский, Л.А.Фальковский. ФТТ, 16, 1360, 1964.
- [7] B.Lax, J.G.Mavroides. Advances in Sol. St. Phys. 11, 1960 (edited by F.Seitz and D.Turnbell).
- [8] М.Н.Сохен. Phys. Rev., 121, 387, 1961.
- [9] G.E.Smith, G.A.Baraff, J.M.Rowell. Phys.Rev. 135, A1118, 1964.
- [10] И.М.Лифшиц, ЖЭТФ, 38, 1569, 1960.
- [11] Д.Балли, Н.Б.Брандт. ЖЭТФ, 47, 1653, 1964.
- [12] Б.А.Акимов. Кандидатская диссертация, Москва, МГУ, 1975.
- [13] Ю.В.Косичкин. Кандидатская диссертация, Москва, ФИАН, 1970.