

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ РАЗМЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МИКРОПРОВОЛОК ВИСМУТА

© А.Д.Грозав,* Н.И.Лепорда

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
277028 Кишинев, Молдавия

*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

(Поступила в Редакцию 1 ноября 1995 г.)

Проведено исследование сопротивления проволок висмута диаметром $d \approx 3-4 \mu\text{m}$ в зависимости от температуры ($3.2 \leq T \leq 20 \text{ K}$) и продольного магнитного поля ($H \leq 40 \text{ kOe}$). Показано, что в условиях, когда длина свободного пробега $l \gtrsim d$, кривые магнитосопротивления содержат две особенности (максимум в поле $H_m \approx (c\rho_F/ed)(d/l)^{1/2}$ и точку перегиба при $H_D = 2c\rho_F/ed$), позволяющие из измерений на одном образце извлечь информацию о фермиевском импульсе p_F и длине свободного пробега l тех носителей заряда, которые определяют проявление классического размерного эффекта. Для исследованных образцов Bi полученные для p_F и l значения относятся к дырочным носителям.

В многочисленных экспериментальных работах установлено, что сопротивление тонких висмутовых проволок [1-6], вискерев [7] и пленок [8] является немонотонной функцией продольного магнитного поля H при $T = 4.2 \text{ K}$. Из этих работ следует, что величина поля H_m , при котором наблюдается максимум продольного магнитосопротивления $\rho_{\parallel}^d(H)$, зависит от толщины образца d . Согласно [7], для вискерев Bi , как и для витевидных и пластинчатых кристаллов нормальных металлов [9], максимум возникает в поле

$$H_m \approx c\rho_F/ed, \quad (1)$$

где p_F — фермиевский импульс, определяющий размер ларморовского радиуса $r = c\rho_F/eH$ электронов в направлении, перпендикулярном току $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$. В работах [2-4], где продольный гальваномагнитный размерный эффект (ПГМРЭ) изучался на микропроводах висмута с одинаковой кристаллографической ориентацией, толщинные зависимости $H_m(d)$ были аппроксимированы с помощью выражения

$$H_m = 2c\rho_F/ed \quad (2)$$

при различных значениях для импульса электронов: $1.1 \cdot 10^{-21}$ [2] и $0.88 \cdot 10^{-21} \text{ г} \cdot \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ [3,4].

Однако, как показано в настоящей работе, следующая из соотношений (1), (2) закономерность типа $H_m \propto p_F d^{-1}$ в общем случае не проявляется. Так, для микропроволок висмута величина H_m определяется не только диаметром образца и характерным для геометрии опыта размером ферми-поверхности, но и длиной свободного пробега носителей заряда l . Анализ полученных экспериментальных данных свидетельствует о том, что $H_m \approx c p_F / e (ld)^{1/2}$ при $l \gtrsim d$, т.е. условие (1) может выполняться только в том случае, когда $l \approx d$. Этот результат согласуется с выводом теории ПГМРЭ для тонких пластин [10,11]. В магнитном поле, соответствующем условию $2r = d$, также обнаруживается особенность, которая на кривых $\rho_{\parallel}^d(H)$ реализуется в виде точки перегиба, а не экстремума, как это следует из (2). Оценены значения p_F и l для носителей, вносящих основной вклад в формирование размерного максимума. Таковыми в проволоках Vi оказались дырки, а не электроны, как это принято считать [1-6].

Тонкие цилиндрические проволоки висмута в стеклянной (пирекс) изоляции были получены тем же методом, что и в работах [2-5]. Использовались образцы, у которых висмутовая жила имела диаметр $d \approx 3-4 \mu\text{м}$ и длину 3-4 мм. У таких образцов нами изучен характер зависимости сопротивления от продольного магнитного поля при различных температурах из интервала $3.2 \leq T \leq 20 \text{ К}$. В этом интервале, как известно [12], концентрации электронов и дырок в однородных кристаллах Vi являются практически постоянными величинами. Способ монтажа образцов и методика измерений подробно изложены в [5]. Положение $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ фиксировалось по минимальному значению магнитосопротивления в поле 20 кОе при 4.2 К. Направление тока \mathbf{I} было задано осью проволок, которая находилась в плоскости $C_1 C_2$ и составляла угол $\approx 12^\circ$ с биссекторной осью C_1 .

В давних опытах основное внимание было уделено микропроводам, у которых удельное сопротивление в нулевом магнитном поле ρ^d изменялось монотонным образом при понижении температуры ($\partial \rho^d / \partial T > 0$) от комнатной до гелиевой.¹ На рис. 1 показаны низкотемпературные участки зависимостей ρ^d от T^2 для двух образцов: Vi-36 ($d = 3.6 \mu\text{м}$) и Vi-41 ($d = 4.1 \mu\text{м}$). Видно, что при $T \lesssim T_0 = (8 \pm 1) \text{ К}$ электросопротивление микропроволок является квадратичной функцией температуры

$$\rho^d(T) = \rho_0^d + \rho_f^d, \quad \rho_f^d = BT^2, \quad (3)$$

где $\rho_0^d \equiv \rho^d(0) \approx 4.8$ и $10.3 \mu\Omega \cdot \text{см}$, $B \approx 6.2 \cdot 10^{-2}$ и $5.3 \cdot 10^{-2} \mu\Omega \cdot \text{см} / \text{К}^2$ для образцов Vi-36 и Vi-41 соответственно. Отметим, что такой же закон поведения характерен и для электросопротивления массивного висмута ρ^∞ при низких температурах, где $\rho^\infty \propto l^{-1} \propto T^2$ [13]. Однако в температурном изменении наклона зависимостей $\rho^\infty(T^2)$ и $\rho^d(T^2)$

¹ Причина немонотонной температурной зависимости электросопротивления нитевидных кристаллов Vi толщиной $0.2 \leq d \leq 2 \mu\text{м}$ [2,6] до сих пор остается невыясненной.

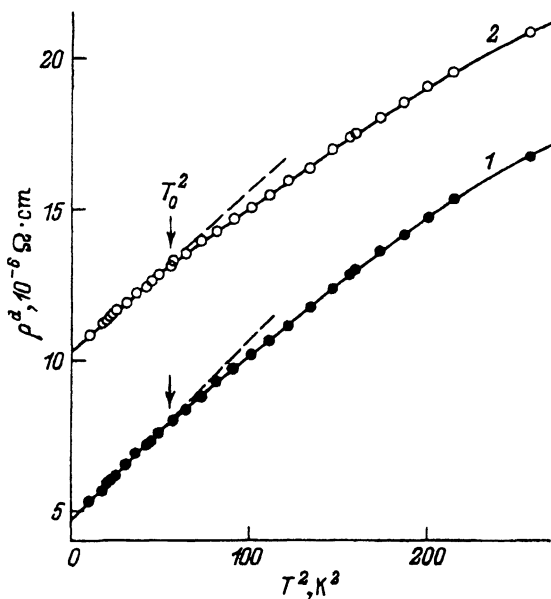


Рис. 1. Зависимости электросопротивления от квадрата температуры для двух микропроволок висмута с близкими диаметрами и различными значениями отношения $\delta = \rho^d(300 \text{ K})/\rho^d(4.2 \text{ K})$.

$H = 0$. $I = 10 \mu\text{A}$. 1 — Bi-36 ($\delta = 19$), 2 — Bi-41 ($\delta = 10$).

обнаруживается качественное отличие: при $T > 5-7 \text{ K}$ производная от ρ^∞ по T^2 увеличивается примерно вдвое [13], тогда как $\partial\rho^d/\partial(T^2)$ при $T > T_0$ начинает уменьшаться (рис. 1). Известно, что для массивных образцов ход кривой $\rho^\infty(T)$ коррелирует с зависимостью времени релаксации электронов $\tau_e \propto 1/\rho^\infty$ от температуры [14]. Для наших же проволок вид кривой $\rho^d(T^2)$ внешне похож на зависимость обратного времени релаксации дырок τ_h^{-1} от T^2 , которая вблизи $T \approx 5 \text{ K}$ имеет излом, сопровождаемый уменьшением производной $\partial(\tau_h^{-1})/\partial(T^2)$ [15].

На рис. 2,а приведены изотермы продольного магнитосопротивления $\xi_{\parallel}^d(H)|_{T=\text{const}} = [\rho_{\parallel}^d(H, T) - \rho_{\parallel}^d(0, T)]/\rho_{\parallel}^d(0, T)$, полученные для образца Bi-41 в полях до 3 kOe при нескольких значениях температур. По мере увеличения H магнитосопротивление вначале растет, достигает максимума в поле $H = H_m$ и затем падает. Такой немонотонный вид магнитополевой зависимости сопротивления присущ ПГМРЭ и ранее неоднократно наблюдался на тонких образцах с различной формой поперечного сечения при $T = 4.2 \text{ K}$ [1-9]. При этой температуре поле размерного максимума для образцов Bi-36 и Bi-41 составляет $H_m(4.2 \text{ K}) \approx 750$ и 730 Oe соответственно. Отметим, что для этих образцов 1) отрицательный ход магнитосопротивления наблюдается только при $T < T_0$; 2) при температурах выше $T_{00} \approx 20 \text{ K}$ зависимости $\xi_{\parallel}^d(H)$ имеют типичных для объемных кристаллов Bi монотонный вид [16]; 3) в промежуточной области температур $T_0 < T \lesssim T_{00}$ максимум магнитосопротивления проявляется в положительном ходе $\xi_{\parallel}^d(H)$.

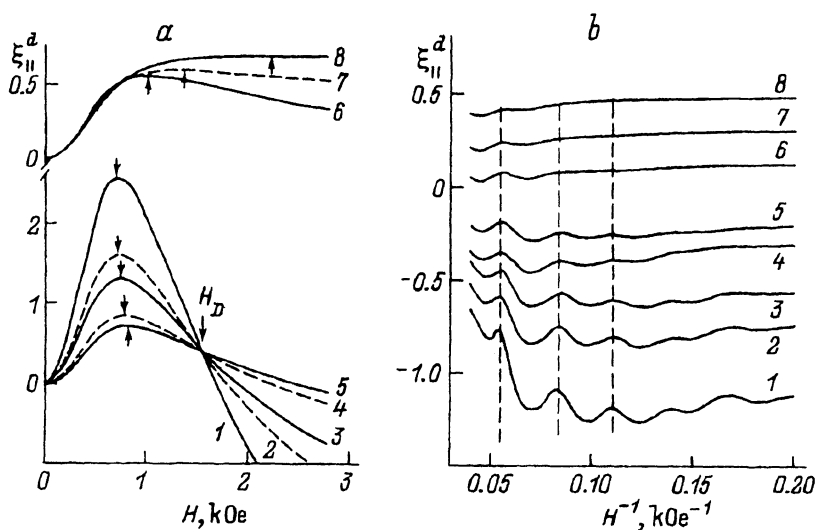


Рис. 2. Зависимости относительного изменения магнитосопротивления от магнитного поля ($H \parallel I$) для образца Bi-41 (a) и квантовые осцилляции продольного магнитосопротивления для образца Bi-36 (b) при температурах 3.2 (1), 4.2 (2), 4.8 (3), 6.6 (4), 7.5 (5), 12.5 (6), 16.0 (7) и 20.0 К (8).

Стрелками (a) указаны точки максимума (значения H_m уточнялись с помощью кривых $\partial \rho_{\parallel}^a(H)/\partial H$).

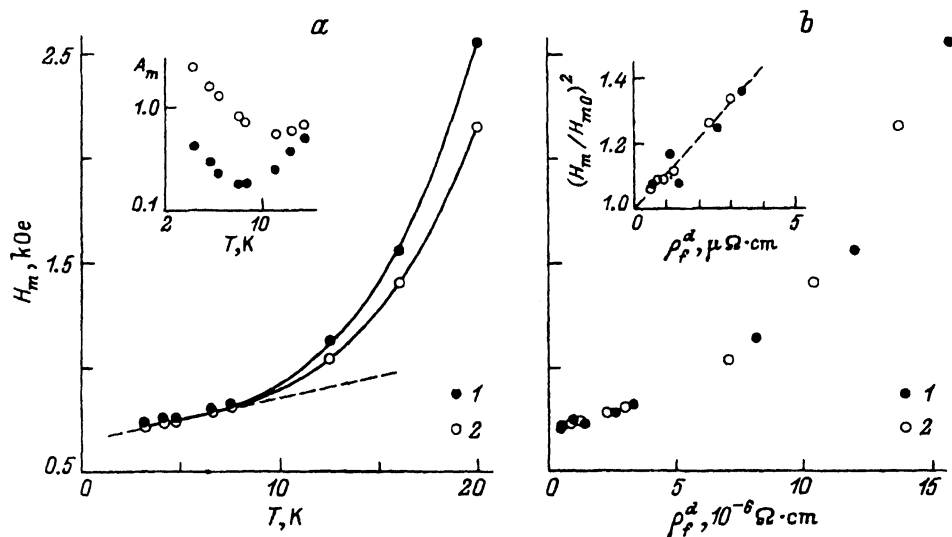


Рис. 3. Положение максимума продольного магнитосопротивления в функции температуры (a) и фоновой части электросопротивления (b).

На вставке (a) показано температурное поведение амплитуды максимума, на вставках к (b) построены начальные участки зависимостей $(H_m/H_{m0})^2$ от ρ_f^a . 1 — Bi-36, 2 — Bi-41.

Для нас существенно то, что положение максимума на шкале магнитных полей связано с температурой образца (рис. 3, *a*). Так, с ростом температуры от 3.2 до 20 К величина H_m увеличивается в 3–3.5 раза. Согласно (1), (2), зависимость H_m от температуры может возникнуть лишь в случае, когда фермиевский импульс есть функция температуры $p_F = p_F(T)$ при $T \lesssim 20$ К, что противоречит данным для объемного висмута [12]. Этот вопрос мы обсудим далее. Тут же обратим внимание на то, что кривые $\xi_{\parallel}^d(H)$, записанные при $T \lesssim T_0$, пересекаются при одном и том же значении поля $H = H_D$ (особенность типа минимум на $\partial\rho_{\parallel}^d(H)/\partial H$) (рис. 2, *a*). Произведение dH_D для различных образцов является примерно постоянной величиной, равной $6.00 \pm 0.15 \mu\text{m} \cdot \text{kOe}$. В полях $H = (3-5)H_D$ некантовая часть магнитосопротивления достигает насыщения.

В области полей выше H_m проявляются квантовые осцилляции сопротивления (рис. 2, *b*). При всех исследованных температурах преобладают электронные осцилляции с периодом $\Delta_b^e = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$. Слабые дырочные осцилляции с периодом $0.5 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$ разрешались только при температурах ниже 8 К в области $20 \lesssim H \lesssim 40 \text{kOe}$. С помощью производных $\partial\rho_{\parallel}^d(H)/\partial H$ и $\partial^2\rho_{\parallel}^d(H)/\partial H^2$ удалось выявить еще два электронных периода: $\Delta_a^e = 7.9 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$ и $\Delta_c^e = 5.3 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$. Все эти шубниковские осцилляции имеют не зависящие от температуры периоды, которые совпадают с данными для чистого массивного висмута при той же ориентации магнитного поля [17]. Следовательно, в наших композитных микропроводах термоупругие механические напряжения (вполне возможные из-за большой разницы в коэффициентах теплового расширения висмутовой жилы и стеклянной оболочки [6]) настолько малы, что не изменяют свойственных обычному недеформированному висмуту численных характеристик спектра электронов и дырок при $T \lesssim 20$ К [18].

Как следует из сопоставления данных на рис. 1 и 3, *a*, квадратичный закон $\rho^d(0, T) \propto T^2$ наблюдается примерно в том же температурном интервале ($T \lesssim T_0$), что и линейная зависимость

$$H_m(T) = H_{m0} + H_{mf}, \quad H_{mf} = V_m T, \quad (4)$$

где $H_{m0} \equiv H_m(0) \approx 640 \text{Oe}$ и $V_m \approx 1.3 \cdot 10^3 \text{Oe/K}$ как для образца Vi-36, так и для Vi-41. В этом же интервале температур кривые $\xi_{\parallel}^d(H)$ имеют участки с отрицательным магнитосопротивлением, появляющиеся в квазиклассических магнитных полях ($H < 1/\Delta_a^e \approx 12.7 \text{kOe}$). В таких полях размерные особенности магнитосопротивления тонких проводников должны проявляться при определенных соотношениях между тремя параметрами размерности длины: l , r и d [10]. Поскольку в соответствии с (3) $l \propto T^{-2}$ и $r_m = cp_F/eH_m \propto T^{-1}$, то $r_m \propto l^{1/2}$. Поэтому для поля размерного максимума при $T \lesssim T_0$ получаем выражение

$$H_m \approx (cp_F/ed)(d/l)^{1/2}, \quad (5)$$

где $l^{-1} = l_0^{-1} + l_f^{-1}$, l_0 и l_f — длины свободного пробега при рассеянии носителей заряда соответственно статическими дефектами и фононами.

Интересно отметить, что совпадающее с (5) соотношение получено ранее в теории ПГМРЭ [10] для пластин толщиной $d < l$. Согласно [11], небольшое возрастание сопротивления при $r^2 > ld$ обязано своим происхождением дополнительному поверхностному рассеянию, возникающему в результате искривления магнитным полем траекторий «скользящих» при $H = 0$ носителей тока. В случае, когда особая роль «скользящих» носителей в электропроводности тонкого проводника не учитывается, как это сделано в [10] для тонких проволок, теория ПГМРЭ предсказывает одно лишь монотонное падение сопротивления с ростом H до тех пор, пока при $r \ll d$ оно не достигнет значения, близкого к объемному.

Выражение (5) привлекает к себе внимание возможностью извлечения информации о длине свободного пробега носителей заряда в тонких проводниках с помощью, как это предложено в [11], известных из литературы сведений о размерах ферми-поверхности. К сожалению, в случае висмута такая процедура определения l сильно осложнена трудностью выбора входящего в (5) значения для p_F из-за многодолинности и анизотропии энергетического спектра [18]. Так, значения импульсов электронов и дырок вдоль оси C_3 (при нашей конфигурации эксперимента $C_3 \perp \mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$) соответственно равны $p_F^e = 0.74 \cdot 10^{-21}$ и $p_F^h = 4.88 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. В направлении, перпендикулярном \mathbf{H} и C_3 , три электронные эллипсоида характеризуются следующими экстремальными значениями импульсов: 1.88, 0.78 и $0.57 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$; в этом же направлении импульс дырок равен $1.47 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Существует, однако, возможность выхода из данной ситуации.

Простой расчет показывает, что величина поля H_D , при котором пересекаются кривые $\xi_{||}^d(H)$ (рис. 2, а), с хорошей точностью соответствует равенству $H_D = 2cp_F/ed$ при $p_F = p_F^h = (4.80 \pm 0.10) \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Помимо этого неравенство $p_F > eH_m d/c$, которое следует из (5) при $l > d$, также выполняется лишь для дырок с импульсом вдоль тригональной оси ($p_F > 3.5 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ даже в пределе $H_m \rightarrow H_{m0}$). Из отношения полей $H_D/H_m(T) \approx 2[l^h(T)/d]^{1/2}$ для дырочной длины свободного пробега образцов Bi-36 и Bi-41 получаем соответственно $l^h(4.2 \text{ K}) \approx 4.6$ и $4.3 \mu\text{m}$ ($l_0^h \approx 6.2$ и $5.5 \mu\text{m}$).

Согласно рис. 3, б, между температурными добавками к H_{m0} и ρ_0^d существует четкая корреляция: чем больше ρ_f^d , тем больше и H_{mf} . Вставка на рис. 3, б демонстрирует, что если $\rho_f^d(T) \lesssim \rho_f^d(T_0)$, то зависимость H_m от ρ_f^d неплохо описывается функцией $(H_m/H_{m0})^2 \approx 1 + \alpha_0 \rho_f^d$, которую можно получить из (5) в случае, когда $l_0^h \propto \alpha_0$ и $l_f^h \propto 1/\rho_f^d$. Данное обстоятельство представляется весьма важным, так как предполагает для решеточной компоненты электросопротивления «дырочный» характер поведения. Последнее, по-видимому, находит свое отражение в нетипичном для массивного висмута температурном изменении наклона кривых $\rho^d(T^2)$ (рис. 1), на что уже обращалось внимание выше.

Уменьшение длины пробега при повышении температуры заставляет обсудить границу, отделяющую область, где $l^h > d$, от области, где $l^h < d$. Если $l^h \approx d$, то из (5) следует, что $H_m \approx cp_F^h/ed \approx 850 \text{ Oe}$

при $d = 3.6 \mu\text{m}$. Это значение H_m , согласно рис. 3,а, вполне удовлетворительно соответствует температуре $T \approx T_0$, в окрестности которой наблюдаются изломы на зависимостях $H_m(T)$ и $\rho^d(T^2)$, а также качественное изменение в поведении амплитуды максимума $A_m \equiv \xi_{\parallel}^d(H_m)$ в функции температуры. Как видно из вставки на рис. 3,а, для тонких проволок ($l^h/d > 1$) производная $\partial A_m/\partial T$ отрицательна, тогда как для толстых проволок ($l^h/d < 1$) она становится положительной и при температуре около $T_{00} \approx 20 \text{ K}$ выходит на уровень производной по температуре от относительного магнитосопротивления в области полей насыщения. Грубые оценки типа $l_f^h(T_{00})/l_f^h(4.2 \text{ K}) \approx \rho_f^d(4.2 \text{ K})/\rho_f^d(T_{00})$ дают $l_f^h(T_{00}) \approx l^h(T_{00}) \approx 0.3d$. Можно предположить, что при некоторых значениях параметра l^h/d (например, $1/4 < l^h/d < 1$) становятся сравнимыми по порядку величины вклады поверхностных и внутриобъемных процессов рассеяния носителей тока, конкурирующее действие которых и обуславливает проявление максимума магнитосопротивления в диапазоне температур $T_0 < T \lesssim T_{00}$ (кривые 6–8 на рис. 2), где $H_m \propto T^n$, $1 < n < 2$ и $\partial A_m/\partial T > 0$ (рис. 3,а). Заметим, что подобный механизм возникновения размерного максимума рассматривался в качестве основного в работах [1,3,4], которые были выполнены на микронных и субмикронных проволоках Вi при гелиевой температуре, где $l^h/d > 1$.

Авторы признательны Л. Конопко за помощь в проведении экспериментов и И. Голбан за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Gloker D.A., Skove M.J. Phys. Rev. **B15**, 2, 608 (1977).
- [2] Брандт Н.Б., Гицу Д.В., Николаева А.А., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ **72**, 6, 2332 (1977).
- [3] Брандт Н.Б., Гицу Д.В., Долма В.А., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ **92**, 3, 913 (1987).
- [4] Гицу Д.В., Долма В.А., Мунтяну Ф.М., Пономарев Я.Г. ФТТ **33**, 4, 1100 (1991).
- [5] Гицу Д.В., Грозав А.Д., Конопко Л.А., Мунтяну Ф.М. ФТТ **25**, 10, 2960 (1983).
- [6] Gurvitch M. J. Low. Temp. Phys. **38**, 5/6, 777 (1980).
- [7] Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Шербина-Самойлова М.Б. ЖЭТФ **77**, 5, 2125 (1979).
- [8] Asahi H., Baba S., Kinbara A. J. Appl. Phys. **48**, 1, 129 (1977).
- [9] Гайдуков Ю.П. УФН **142**, 4, 571 (1984).
- [10] Азбель М.Я. ЖЭТФ **44**, 3, 1262 (1963).
- [11] Као Y.H. Phys. Rev. **138**, 5A, A1412 (1965).
- [12] Богод Ю.А., Красовицкий Вит.Б., Миронов С.А. ЖЭТФ **78**, 3, 1099 (1980).
- [13] Жилиев И.Н., Межов-Деглин Л.П. ЖЭТФ **70**, 3, 971 (1976).
- [14] Chen F.C., Kirschenbaum Jay, Као Y.H. Phys. Rev. **B6**, 2, 327 (1972).
- [15] Gollnest H.-J., Kuka G., Braune W., Herrmann R. Phys. Stat. Sol. (b) **91**, 1, 177 (1979).
- [16] Tanuma S., Inada R. Progr. Theor. Phys. Suppl, **57**, 231 (1975).
- [17] Brown R.D. Phys. Rev. **B2**, 4, 928 (1970).
- [18] Эдельман В.С. УФН **123**, 2, 257 (1977).