

## СПИН-ФОНОННЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ АНТИМОНИДА ИНДИЯ

Н. А. Поклонский\*, А. Н. Деревяго, С. А. Вырко

УДК 621.315.592

Белорусский государственный университет,  
220030, Минск, Беларусь; e-mail: poklonski@bsu.by

(Поступила 5 июня 2020)

Теоретически исследовано резонансное поглощение радиоволн (частотой 10 МГц) электронами *c*-зоны в легированных водородоподобными донорами (атомами теллура) кристаллах антимонида индия при комнатной температуре во внешнем магнитном поле. Проанализированы и интерпретированы известные экспериментальные данные, полученные для образцов с концентрацией электронов в диапазоне  $6 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Исходя из законов сохранения энергии и квазиволнового вектора для электронов и оптических фононов, расчетным путем показано, что резонансное поглощение радиоволн кристаллами *n*-InSb:Te в магнитном поле обусловлено спин-фононным резонансом. Резонанс возникает вследствие переворачивающего спин взаимодействия электрона *c*-зоны с оптическим фононом, ассистированного резонансным поглощением радиоволны в магнитном поле. Дана физическая картина явления, представлены аналитические соотношения и проведены расчеты, согласующиеся с экспериментальными данными, которые ранее вообще не поддавались интерпретации.

**Ключевые слова:** спин-фононный магнитный резонанс, переворот спина, электрон, оптический фонон, поглощение радиоволн.

*The resonance absorption of radio waves (with a frequency of 10 MHz) by c-band electrons in indium antimonide crystals doped with hydrogen-like donors (tellurium atoms) at room temperature in an external magnetic field has been theoretically studied. The known experimental data obtained for samples with electron concentrations in the range from  $6 \cdot 10^{15}$  to  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  are analyzed and interpreted. Our calculations based on the laws of conservation of energy and the quasi-wave vector for electrons and optical phonons have shown that the resonance absorption of radio waves by n-InSb:Te crystals in the magnetic field is due to a spin-phonon resonance. The resonance arises as a result of the spin-flip interaction of the c-band electron with the optical phonon, assisted by the resonant radio wave absorption in the magnetic field. A physical picture of the phenomenon is given, analytical relations are presented, and calculations are carried out that are consistent with the experimental data that previously could not be interpreted at all.*

**Keywords:** spin-phonon magnetic resonance, spin flip, electron, optical phonon, absorption of radio waves.

**Введение.** Кристаллические слои антимонида индия *n*-типа используются в устройствах спинтроники [1] благодаря аномальному отрицательному эффективному магнитному моменту электрона *c*-зоны ( $|\mu_n| \approx 26\mu_B$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора) [2]. Они имеют также намного большую дрейфовую подвижность электронов *c*-зоны (при лабораторных условиях), чем кристаллы кремния, германия и алмаза. Это позволяет разрабатывать на основе *n*-InSb быстродействующие полупроводниковые приборы. Например, предложена модель сверхвысокочастотного полевого транзистора из нанонитей антимонида индия [3]. Отмеченные особенности являются следствием того, что нелегированные кристаллы InSb имеют очень малую эффективную массу плотности состояний электрона *c*-зоны ( $m = 0.0136m_0$  [4, 5], где  $m_0$  — масса электрона в вакууме). Однако эффективная масса  $m$  существенно

---

## SPIN-PHONON MAGNETIC RESONANCE OF CONDUCTION ELECTRONS IN INDIUM ANTIMONIDE CRYSTALS

N. A. Poklonski\*, A. N. Dzeraviahha, S. A. Vyrko (Belarusian State University, 220030, Minsk, Belarus; e-mail: poklonski@bsu.by)

возрастает при увеличении концентрации свободных электронов (электронов проводимости) вследствие легирования антимонида индия водородоподобными донорами [6]. Кроме того, кристаллы InSb являются прямозонными узкозонными полупроводниками [7]: ширина запрещенной энергетической зоны  $E_g \approx 0.18$  эВ при комнатной температуре намного меньше энергии электронного сродства  $E_A \approx 4.6$  эВ [8]. Узкая энергетическая щель между дном  $c$ -зоны и потолком  $v$ -зоны усложняет расчет одноэлектронной энергетической зонной структуры InSb по сравнению, например, с аналогичными расчетами для алмаза или кремния, поскольку необходимо учитывать сильное спин-орбитальное взаимодействие электронов  $c$ -зоны как с тяжелыми и легкими дырками  $v$ -зоны, так и с дырками в спин-орбитально отщепленной подзоне  $v$ -зоны [7, 9]. На основе кристаллов антимонида индия изготавливаются датчики Холла [10], широко применяемые для измерения напряженности магнитного поля. Все это обуславливает практическую важность изучения влияния атомов примесей и внешнего магнитного поля на электронные состояния и процессы в  $n$ -InSb.

Более 30 лет тому назад М. В. Кондратьев исследовал магнитный резонанс в шести кристаллах  $n$ -InSb:Te [11, 12]. Измерения проводились на спектрометре ядерного магнитного резонанса (далее радиоспектрометре) с рабочей радиочастотой  $\omega_{\text{rw}}/2\pi = 10$  МГц в магнитном поле с индукцией  $B < 1.7$  Тл и частотой модуляции поля 70 Гц. Положение резонансных линий практически не зависело от температуры, а их интенсивность позволяла вести измерения при комнатной температуре (рис. 1). В этих экспериментах образцы размерами  $\approx 1.5 \times 2 \times 10$  мм располагались длинной стороной (10 мм) вдоль оси катушки резонансного контура радиоспектрометра. Минимальный размер (1.5 мм) образцов  $n$ -InSb:Te соответствовал направлению оси  $[211]$  роста кристаллов. Регистрировалась первая производная  $Y' = dQ/dB$  от добротности  $Q$  нагруженного образцом резонатора по индукции сканирующего магнитного поля  $B$ ; центру резонансной линии соответствует  $Y' = 0$  при  $B = B_r$ . В образцах № 1—6 при температуре  $T = 77$  К концентрация электронов  $c$ -зоны  $n = 6 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$ ,  $5.8 \cdot 10^{16}$ ,  $1 \cdot 10^{17}$ ,  $9 \cdot 10^{17}$  и  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  соответственно. Атом Te в кристаллической матрице InSb замещает атом Sb и является водородоподобным донором; в предельно слабо легированных образцах термическая энергия ионизации атомов теллура  $\sim 0.7$  мэВ. Степень компенсации (отношение концентрации акцепторов, все в зарядовом состоянии  $(-1)$ , к концентрации атомов Te) во всех образцах  $K \approx 0.1$ . При комнатной температуре атомы Te были полностью ионизованы (т. е. имели зарядовое состояние  $(+1)$ ). При этом по меньшей мере образцы № 3—6 находились на металлической стороне концентрационного фазового перехода изолятор—металл (см., например, [13]).

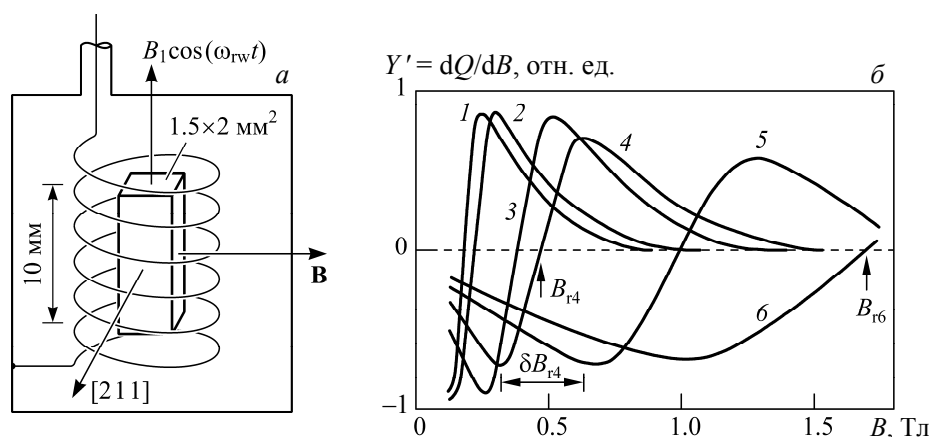


Рис. 1. Схема эксперимента (а):  $\mathbf{B} \perp [211]$  — сканирующее постоянное магнитное поле;  $B_1 \cos(\omega_{\text{rw}} t)$  — переменное магнитное поле в катушке-резонаторе; б — сигналы магнитного резонанса  $Y' = dQ/dB$  образцов  $n$ -InSb:Te при температуре  $T = 300$  К для концентраций электронов  $n = 6 \cdot 10^{15}$  (1),  $1 \cdot 10^{16}$  (2),  $5.8 \cdot 10^{16}$  (3),  $1 \cdot 10^{17}$  (4),  $9 \cdot 10^{17}$  (5) и  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  (6); постоянная частота  $f_{\text{rw}} = \omega_{\text{rw}}/2\pi = 10$  МГц электромагнитного поля катушки радиоспектрометра; рисунки адаптированы из работы [12]

При температуре жидкого гелия ( $T = 4.2$  К) на высокополевом крыле линии резонансного поглощения образца № 4 имели место осцилляции Шубникова—де Гааза [11], связанные с квантованием плотности состояний электронов  $c$ -зоны в сильных магнитных полях. Они наблюдаются при низких температурах вследствие пересечения уровней Ландау с уровнем Ферми [14]. Повышение температу-

ры до 300 К приводило к исчезновению осцилляций, уменьшению интенсивности линии поглощения, при этом резонансное значение магнитной индукции  $B_r$  практически не изменялось [11]. С ростом концентрации электронов  $c$ -зоны увеличивается ширина  $\delta B_r$  резонансной линии (от  $\delta B_r \approx 0.13$  Тл для  $n = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  до  $\delta B_r \approx 1.34$  Тл для  $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), а крылья линии магнитного резонанса становятся более симметричными. В [12] также установлено, что определенные из условия  $Y(B_r) = 0$  (см. рис. 1, б) центры линий резонансного поглощения удовлетворяют соотношению  $B_r = \alpha f_{\text{rw}} n^{1/3} [1 - \beta (3 \cos^2 \varphi - 1)]$ , где  $\alpha = 0.97 \cdot 10^{-13} \text{ Тл} \cdot \text{см} \cdot \text{с}$ ;  $f_{\text{rw}} = \omega_{\text{rw}}/2\pi = 10 \text{ МГц}$  — частота резонансного контура радиоспектрометра;  $\beta = 0.1$ ;  $\varphi$  — угол между направлением индукции  $\mathbf{B}$  постоянного магнитного поля и кристаллографическим направлением [2 1 1] в образце. Центр  $B_r$ , ширина  $\delta B_r$  и интегральная интенсивность линий  $Y$  (т. е. интеграл от  $|Y'(B)|$  по магнитной индукции в пределах от 0 до  $3B_r$ ) имеют приблизительно одну и ту же зависимость от концентрации электронов  $n$ , причем  $\delta B_r \approx B_r$ . Зависимость положения центра резонансной линии  $B_r$  от угла между направлением индукции магнитного поля и направлением [211] в исследованных кристаллах обусловлена анизотропией  $g$ -фактора электронов  $c$ -зоны [15, 16].

**Гипотезы.** В работах [11, 12] при интерпретации результатов измерений резонансного поглощения радиоволн частотой  $f_{\text{rw}} = 10 \text{ МГц}$  кристаллами  $n$ -InSb:Te в магнитном поле выдвинуты и обоснованно отклонены следующие гипотезы: увеличение глубины скин-слоя в магнитном поле; поглощение ультразвука, генерируемого измерительной катушкой радиоспектрометра, электронами проводимости и/или ядрами  $^{115}\text{In}$  и  $^{121}\text{Sb}$  кристаллической матрицы InSb; проявление магнитосопротивления образцов [17].

Цель настоящей работы — предложить модель, количественно описывающую результаты измерений при комнатной температуре магнитного резонанса в кристаллах  $n$ -InSb:Te [11, 12].

В рамках концепции различных типов магнитных резонансов [18] в твердых телах дополнительно обсудим гипотезы, не рассмотренные в [11, 12]: 1) поглощение ультразвука ядрами примеси  $^{125}\text{Te}$  (гипотеза отклонена, так как положение центральной линии магнитного резонанса изменяется в пределах 0.1—1 мТл, а ширина линии (от пика до пика первой производной от линии поглощения по магнитному полю)  $\sim 1$  мТл [19], что не согласуется со значениями, представленными в табл. 1); 2) сдвиг Найта  $\Delta B_K$  центра линии  $B_{\text{nmr}}$  резонансного поглощения радиоволн магнитными моментами ядер атомов из-за наведенного на них электронами  $c$ -зоны дополнительного магнитного поля (гипотеза отклонена из-за малого сдвига линий ядерного магнитного резонанса  $\Delta B_K/B_{\text{nmr}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  (см., например, [20]) в зависимости от концентрации электронов  $c$ -зоны по сравнению с данными на рис. 1, б); 3) циклотронный резонанс электронов  $c$ -зоны при  $\hbar\omega_{\text{rw}} = \hbar\omega_c$ , где  $\hbar = h/2\pi$  — постоянная Планка,  $\omega_{\text{rw}} = 2\pi f_{\text{rw}}$  — угловая частота электромагнитного поля, создаваемого катушкой-резонатором в исследуемом образце,  $\omega_c = eB/m$  — угловая циклотронная частота,  $e$  — элементарный заряд,  $B$  — магнитная индукция внешнего поля,  $m$  — эффективная масса электрона  $c$ -зоны (гипотеза отклонена в связи с невыполнением условия наблюдения циклотронного резонанса, так как  $\omega_c \gg \omega_{\text{rw}}$  [21]); 4) спиновый резонанс на электронах проводимости:  $\hbar\omega_{\text{rw}} = |g_n| \mu_B B_r$ , где  $|g_n| \approx 51$  —  $g$ -фактор электрона  $c$ -зоны,  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  — магнетон Бора (гипотеза отклонена, поскольку условие резонансного поглощения выполняется при магнитной индукции  $B_r \approx 10 \text{ мкТл}$ ); 5) спин-фононный резонанс: переход электрона  $c$ -зоны между зеемановскими подуровнями уровней Ландау в магнитном поле при поглощении электроном оптического фонона. Этот переход приводит к изменению направления спина электрона по отношению к направлению индукции сканирующего магнитного поля и поглощению радиоволны (частотой  $f_{\text{rw}} = 10 \text{ МГц}$ ). Причиной “зацепления” оптического фонона и спина электрона является зависимость  $g$ -фактора электрона  $c$ -зоны от его квазиволнового вектора [22, 23].

**Основные соотношения.** Перейдем к обсуждению гипотезы 5. В ряде работ учтено влияние оптических фононов, обуславливающих сигналы магнитного резонанса: циклотрон-фононного [24], спин-циклотронно-фононного [25] и спин-магнетофононного [26—28] резонансов. В [25] рассчитан коэффициент поглощения звука, связанный с переходом электрона  $c$ -зоны между уровнями Ландау и одновременным переворотом его спина. В [28] приведена модель переворота спина из-за взаимодействия электрона  $c$ -зоны с решеткой, но без изменения номера  $\zeta$  параболы (уровня) Ландау (рис. 2). Известен также магнитофононный резонанс [29, 30] — переход электрона  $c$ -зоны между уровнями Ландау при поглощении оптического фонона без переворота спина. Отметим, что локализация электронов  $c$ -зоны на ионах доноров во внешнем магнитном поле [31, 32] в данной работе не рассматривается, так как измерения магнитного резонанса в кристаллах антимонида индия проводились при комнатной температуре, т. е. при полной термической ионизации атомов теллура.

В достаточно сильном внешнем магнитном поле ( $\omega_c \tau > 1$ , где  $\tau$  — среднее время релаксации (квази)волнового вектора  $\mathbf{k}$  электрона  $c$ -зоны) происходит “одномеризация” движения электронов. Они могут двигаться с кинетической энергией  $(\hbar \mathbf{k})^2/2m$  только по направлению вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  внешнего поля или против, т. е.  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ . На фононы магнитное поле не действует, и они двигаются в любом направлении.

Рассмотрим поглощение фонона электроном  $c$ -зоны, имеющим проекцию волнового вектора  $k_{1z}$  на координатную ось  $z$ , параллельную вектору индукции внешнего поля, с последующим переворотом спина и переходом электрона на уровень Ландау, соответствующий большей энергии электрона. В этом случае закон сохранения энергии при спин-фононном магнитном резонансе имеет вид:

$$\frac{(\hbar k_{2z})^2}{2m} + |g_n| \mu_B B_T + (\zeta_f - \zeta_i) \hbar \omega_c = \frac{(\hbar k_{1z})^2}{2m} + E_{\text{ph}}(q) + \hbar \omega_{\text{rw}}, \quad (1)$$

где  $k_{2z}$  —  $z$ -компонента волнового вектора электрона  $c$ -зоны (после поглощения фонона с энергией  $E_{\text{ph}}(q)$  и величиной (квази)волнового вектора  $q$ );  $|g_n| \mu_B B_T$  — зеемановское расщепление каждого уровня Ландау;  $\omega_c$  — угловая циклотронная частота при резонансе ( $B = B_T$ );  $\zeta_i$  и  $\zeta_f$  — номера уровней Ландау до и после поглощения фонона;  $\hbar \omega_{\text{rw}}$  — квант энергии сигнальной (детектирующей резонанс) радиоволны с угловой частотой  $\omega_{\text{rw}}$ . Следует отметить, что переходы электронов совершаются преимущественно с наиболее заселенных уровней Ландау ( $\zeta_i = 0$  и  $\zeta_f = 1$ ) на конечный уровень Ландау  $\zeta_f > \zeta_i$ . Схематично переходы электронов между зеемановскими подуровнями уровней (парабол) Ландау с переворотом спина показаны на рис. 2. Стрелками показаны прямой и непрямой переходы электронов на диаграмме “одноэлектронная энергия – волновой вектор”.

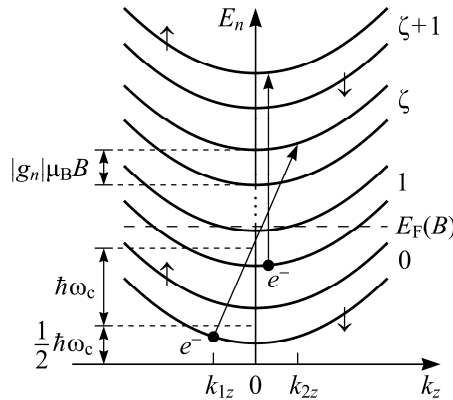


Рис. 2. Схема уровней (парабол) Ландау и подуровней Зеемана электронов  $c$ -зоны кристаллов  $n$ -InSb:Te во внешнем постоянном магнитном поле;  $E_n$  — одноэлектронная энергия,  $k_z$  — компонента волнового вектора электрона вдоль вектора магнитной индукции;  $\hbar \omega_c$  — энергия циклотронного расщепления уровней энергии электрона,  $|g_n| \mu_B B$  — энергия зеемановского расщепления; стрелкой показан спин-фононный переход электрона  $c$ -зоны ( $e^-$ ),  $E_F(B)$  — уровень Ферми, зависящий от индукции  $B$  магнитного поля;  $\zeta = 0, 1, \dots$  соответствуют номеру уровня Ландау; стрелками обозначены направления спина электрона по ( $\uparrow$ ) и против ( $\downarrow$ ) направления индукции магнитного поля для  $g_n < 0$

Дополнительное к соотношению (1) условие на величины волновых векторов фононов, участвующих в формировании сигнала магнитного резонанса, накладывает закон сохранения  $z$ -компоненты волнового вектора электрона  $c$ -зоны:

$$k_{2z} = k_{1z} + q \cos \theta, \quad (2)$$

где  $q$  — модуль волнового вектора фонона;  $\theta$  — угол между направлением волнового вектора фонона  $\mathbf{q}$  в кристалле и осью  $z$ . Подставляем (2) в (1) и получаем:

$$\frac{\hbar^2}{2m} (2k_{1z} q \cos \theta + q^2 \cos^2 \theta) + |g_n| \mu_B B_T + (\zeta_f - \zeta_i) \hbar \omega_c = E_{\text{ph}}(q) + \hbar \omega_{\text{rw}}. \quad (3)$$

С учетом равновероятности всех возможных углов  $0 < \theta < \pi$  из (3) при усреднении по углам  $\theta$  следует условие спин-фононного резонанса при индукции  $B_T$  внешнего постоянного магнитного поля:

$$\frac{\hbar^2 q^2}{4m} + |g_n| \mu_B B_T + (\zeta_f - \zeta_i) \hbar \omega_c = E_{ph}(q) + \hbar \omega_{rw}, \quad (4)$$

где  $g_n$  и  $\omega_c = eB_T/m$  — зависящие от концентрации электронов  $c$ -зоны  $g$ -фактор и циклотронная частота;  $\zeta_f - \zeta_i = 1, 2, 3, \dots$  — разность номеров уровней Ландау (подгоночный параметр);  $E_{ph}(q)$  — энергия фонона с волновым вектором  $q$ .

Рассмотрим поглощение акустических и оптических фононов при магнитном резонансе порознь.

*Поглощение акустических фононов.* Энергия акустического фонона  $E_{ph}(q) = E_{ph}(q_a) = \hbar v_a q_a$ , где  $v_a$  — скорость звука в кристалле ( $v_a = 3.41 \cdot 10^5$  см/с для InSb). Из (4) следует, что магнитное поле  $B_T$  принимает максимальное значение при  $q_a = 2m v_a / \hbar$ . Для образца  $n$ -InSb с концентрацией электронов  $n = 6 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  максимальное значение  $B_T^{\max} = 0.38$  мТл достигается для  $\zeta_f - \zeta_i = 0$ ; для образца  $n$ -InSb с концентрацией электронов  $n = 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  —  $B_T^{\max} = 3$  мТл. Рассчитанные по (4) значения  $B_T$  намного меньше наблюдаемых (рис. 1, б и табл. 1). Таким образом, поглощение акустических фононов электронами не является причиной наблюдаемого в работе [12] магнитного резонанса.

*Поглощение оптических фононов.* При поглощении поперечного оптического фонона (см. [24—30] и ссылки там) возможен переход электрона  $c$ -зоны между уровнями Ландау с переворотом спина. В кристаллах  $n$ -InSb:Te энергия оптического фонона, согласно [4], равна  $E_{ph}(q) = E_{ph}(q_0) = 22.9$  мэВ и слабо зависит от  $q_0$  по сравнению со слагаемым  $\hbar^2 q_0^2 / 4m$ . По порядку величины энергия оптического фонона в кристаллах InSb близка к энергии теплового движения  $\approx 25.85$  мэВ при комнатной температуре, при которой находились образцы во время измерений магнитного резонанса. Далее для простоты расчета  $B_T$  по формуле (4) учитываются только поперечные оптические фононы с волновым вектором  $q_0 = 0$  (центр зоны Бриллюэна). При этом в форму линии резонанса могут вносить вклад оптические фононы с волновым вектором  $q_0 \neq 0$ , тем не менее удовлетворяющим условию резонанса (4) при разных  $B_T$ : чем больше  $q_0$ , тем меньше  $B_T$ . Вследствие этого наблюдается небольшая асимметрия резонансной линии (перенос интенсивности линии  $Y(B)$  из низкополевого крыла  $B < B_T$  в высокополевое  $B > B_T$ ) в образцах № 1, 2 и отчасти 3. Экспериментальные  $B_T^{(e)}$  и рассчитанные по формуле (4) значения  $B_T^{(t)}$  при поглощении оптических фононов для дискретных значений параметра  $\zeta_f - \zeta_i$  в диапазоне от 16 (для образца № 1) до 6 (№ 6) представлены в табл. 1. Из формулы (4) также следует: чем больше частота  $\omega_{rw}$ , тем при большем  $B_T$  будет регистрироваться (при прочих равных условиях) центр линии спин-фононного магнитного резонанса электронов, что подтверждается экспериментальными данными [11].

При расчетах свойств кристаллов  $n$ -InSb необходим учет зависимости эффективной массы  $m$  от концентрации электронов  $c$ -зоны. Экспериментальные данные [4, 33] по эффективной массе электрона  $c$ -зоны  $m = m(n)$  аппроксимировались так (см. рис. 3):

$$m/m_0 = 0.0136[1 + (n/n_m)^{1/2}], \quad (5)$$

где  $m_0$  — масса электрона в вакууме;  $n$  — концентрация электронов;  $n_m = 6 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

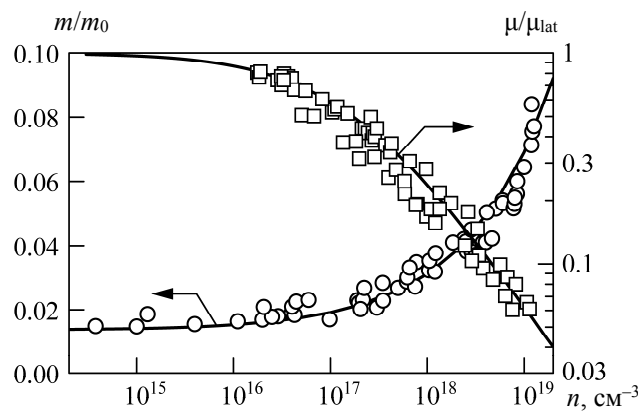


Рис. 3. Зависимости эффективной массы ( $m/m_0$ ) и подвижности ( $\mu/\mu_{lat}$ ) электронов  $c$ -зоны от их концентрации при температуре  $T = 300$  К; экспериментальные значения взяты из [4, 33]; линии — аппроксимации по формулам (5) и (6)

Величину энергии Ферми  $E_F$  в  $c$ -зоне вырожденных кристаллов антимонида индия (образцы № 4—6) в отсутствие магнитного поля можно оценить по стандартной формуле [34]:

$$E_F = \hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}/2m,$$

где эффективная масса электрона  $m = m(n)$  определена по формуле (5). Для образца № 4 ( $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) энергия Ферми составляет  $E_F \approx 53 \text{ мэВ}$ , что приблизительно в два раза превышает тепловую энергию  $\approx 26 \text{ мэВ}$  для комнатной температуры.

Экспериментальные данные по холловской и дрейфовой подвижности электронов  $\mu = \mu(n)$  для комнатной температуры (см. обзор [33]) аппроксимировались так (см. рис. 3):

$$1/\mu = (1/\mu_{\text{lat}})[1 + (n/n_\mu)^{2/3}], \quad (6)$$

где  $\mu_{\text{lat}} = 9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ;  $n_\mu = 1.72 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Экспериментальные данные [2, 35—37] по  $g$ -фактору электрона  $c$ -зоны  $g_n = g_n(n)$  при криогенных температурах аппроксимировались так (см. рис. 4, кривая 1):

$$g_n = g_{n1} = a + b \lg(n/\text{см}^{-3}) + c \lg^2(n/\text{см}^{-3}), \quad (7)$$

где  $a = 191$ ,  $b = -35.3$ ,  $c = 1.283$ .

Согласно [38],  $g$ -фактор электрона  $g_n < 0$  можно оценить по формуле:

$$g_n = g_{n2} = 2 \left[ 1 - \left( \frac{m_0}{m} - 1 \right) \frac{\Delta_2}{3E_{g2} + 2\Delta_2} \right], \quad (8)$$

где  $m = m(n)$  задается формулой (5);  $\Delta_2 = 0.81 \text{ эВ}$  — спин-орбитальное расщепление валентной зоны InSb по [4];  $E_{g2}$  — ширина запрещенной энергетической зоны (в антимониде индия  $E_{g2} = 0.235 \text{ эВ}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  и  $E_{g2} = 0.18 \text{ эВ}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ).

Согласно [39],  $g$ -фактор электрона  $c$ -зоны со средней кинетической энергией  $E_{\text{av}}$ :

$$g_n = g_{n3} = 2 \left[ 1 - \frac{E_p}{3} \left( \frac{1}{E_{g3} + E_{\text{av}}} - \frac{1}{E_{g3} + \Delta_3 + E_{\text{av}}} \right) \right], \quad (9)$$

где  $E_p = 23.1 \text{ эВ}$ ,  $E_{g3} = E_{g2}$ ,  $\Delta_3 = 0.803 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{av}} = 3k_B T/2$  — средняя энергия электрона в невырожденном (по Максвеллу—Больцману) газе электронов,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $E_{\text{av}} = 3E_F/5$  — средняя энергия электрона с эффективной массой  $m = m(n)$  в вырожденном (по Ферми—Дираку) газе электронов.

Аппроксимации экспериментальных данных для  $g$ -фактора электрона  $c$ -зоны по формулам (7)—(9) представлены на рис. 4.

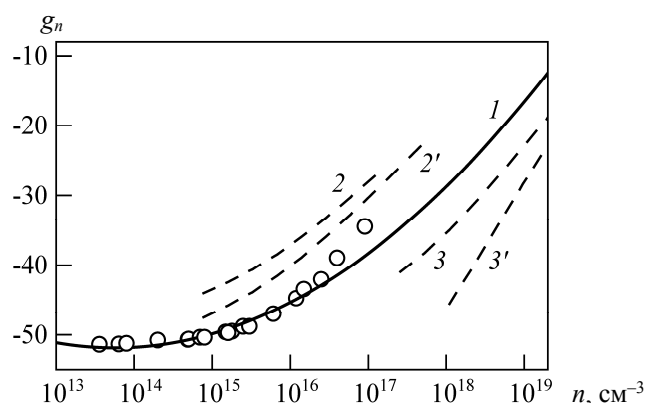


Рис. 4. Зависимость  $g$ -фактора  $g_n$  электрона  $c$ -зоны InSb от концентрации электронов; экспериментальные значения взяты из [2, 35—37]; 1 — аппроксимация по формуле (7),

2 и 2' — аппроксимация по формуле (8) с учетом (5) для  $T = 4.2$  и  $300 \text{ К}$ ,

3 и 3' — аппроксимация по формуле (9) для  $T = 4.2$  и  $300 \text{ К}$

**Интегральная интенсивность и ширина линий магнитного резонанса.** В условиях эксперимента [12] магнитная компонента  $B_1 \cos(\omega_{\text{rwl}} t)$  электромагнитной волны проникала в образцы с торцов (площадью  $1.5 \times 2 \text{ мм}^2$ ; рис. 1, а) на глубину, равную толщине скин-слоя. Следовательно, вклад в ин-

тегральную интенсивность сигнала магнитного резонанса  $Y$  будут давать только электроны  $c$ -зоны, расположенные внутри скин-слоя вблизи поверхности образца [40, 41].

Зависимость удельной электрической проводимости на постоянном токе от индукции внешнего магнитного поля можно приближенно [10] записать в виде:

$$\sigma_{dc}(B) = \sigma_{dc} S(\mu B) = \frac{\sigma_{dc}}{1 + (\mu B)^p}, \quad (10)$$

где  $\sigma_{dc} = en\mu(n)$  — электропроводность на постоянном токе в отсутствие магнитного поля (см. табл. 1);  $\mu = \mu(n)$  — подвижность электронов  $c$ -зоны (рис. 3; формула (6)),  $S(\mu B) = 1/(1 + (\mu B)^p)$  — безразмерная функция, учитывающая уменьшение электрической проводимости из-за увеличения темпа рассеяния электронов в объеме и на поверхности образцов, эффект Холла, усиление электрической компоненты радиочастотного поля в замагниченной электронной плазме на фоне неподвижных положительно заряженных доноров и отрицательно заряженных акцепторов и др. [42—45],  $p$  — подгоночный параметр. (Далее при расчетах полагалось  $p = 1$ , что в целом находит поддержку в эксперименте [12].)

Электропроводность всех рассматриваемых образцов  $n$ -InSb:Te по модели Друде [46] в отсутствие внешнего магнитного поля не зависит от угловой частоты  $\omega_{rw}$  измерительного сигнала, т. е.  $\sigma(\omega_{rw}) = \sigma_{dc}/(1 + \omega_{rw}\tau) \approx \sigma_{dc}$ , где  $\tau = \mu(n)m_\sigma(n)/e$  — среднее время релаксации волнового вектора электрона,  $m_\sigma(n) = m(n)$  — эффективная масса электропроводности (рис. 3). Действительно,  $\omega_{rw}\tau \approx 10^{-5}$  для концентраций электронов  $c$ -зоны в диапазоне от  $n = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  до  $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , так что  $\sigma(\omega_{rw}) \approx \sigma_{dc}$ . При этом для индукции  $B = B_r$  (табл. 1) с учетом формулы (10) величина  $\omega_{rw}\tau = B_r\mu(n) \approx 2$ .

Для нормального скин-эффекта характерная глубина проникновения переменного магнитного поля  $B_1 \cos(\omega_{rw}t)$  в исследуемый образец (рис. 1, а) определяется так (см., например, [40, 47]):

$$\delta_s(B) = \sqrt{\frac{2}{\omega_{rw}\mu_0\sigma_{dc}(B)}} = \delta_s \sqrt{\frac{\sigma_{dc}}{\sigma_{dc}(B)}}, \quad (11)$$

где  $\omega_{rw} = 2\pi f_{rw} = 2\pi \cdot 10^7$  рад/с — угловая частота электромагнитного поля измерительной катушки-резонатора;  $\mu_0 = 1.257$  мкГн/м — магнитная постоянная;  $\sigma_{dc}(B)$  — зависящая от постоянного магнитного поля  $B$  удельная электропроводность образца (формула (10));  $\sigma_{dc} = en\mu(n)$  — электропроводность при  $B = 0$ ; подвижность  $\mu = \mu(n)$  рассчитывается по (6).

Усредним глубину скин-слоя  $\delta_s(B)$  по диапазону сканирования индукции  $B$  постоянного магнитного поля, в котором регистрируется линия магнитного резонанса. Средняя глубина скин-слоя для образца с номером  $j$  при учете (11) и (10) для  $p = 1$  вычисляется как

$$\langle \delta_{sj} \rangle = \frac{1}{3B_{rj}} \int_0^{3B_{rj}} \delta_{sj}(B) dB = \frac{\delta_{sj}}{3B_{rj}} \int_0^{3B_{rj}} \sqrt{1 + \mu_j B} dB, \quad (12)$$

где  $B_{rj}$  — резонансное значение индукции (т. е. центр резонансной линии; табл. 1),  $\delta_{sj} = \sqrt{2/\omega_{rw}\mu_0\sigma_{dcj}}$  — глубина скин-слоя в отсутствие внешнего магнитного поля (при  $B = 0$ ),  $\mu_j = \mu_j(n)$  — подвижность электронов в  $j$ -м образце.

Интегральная интенсивность линии магнитного резонанса  $j$ -го образца (первообразная линии резонансного поглощения радиоволн образцом в магнитном поле)

$$Y_j = \int_0^{3B_{rj}} |Y'_j(B)| dB, \quad (13)$$

где  $Y'_j(B) = dQ_j/dB$  — производная от добротности катушки-резонатора  $Q_j$  по индукции сканирующего магнитного поля  $B$  при регистрации магнитного резонанса образца (рис. 1, б).

Исходя из (12), число электронов, дающих вклад в сигнал магнитного резонанса  $j$ -го образца с концентрацией электронов  $n_j$  и средней глубиной скин-слоя  $\langle \delta_{sj} \rangle$ , равно  $n_j \langle \delta_{sj} \rangle A$ , где  $A \approx 1.5 \times 2 \text{ мм}^2$  — площадь торцевой поверхности каждого из шести образцов (рис. 1, а). Тогда отношение интегральной интенсивности сигнала магнитного резонанса  $j$ -го образца по (13) к интенсивности сигнала образца № 1 равно отношению чисел электронов в областях, где происходит резонансное поглощение ими магнитной компоненты радиоволны:

$$\frac{Y_j}{Y_1} = \frac{n_j \langle \delta_{sj} \rangle}{n_1 \langle \delta_{s1} \rangle}, \quad (14)$$

где  $j = 1, 2, \dots, 6$  — номера образцов  $n$ -InSb:Te.

Далее считаем, что ширина сигнала спин-фононного магнитного резонанса обусловлена в основном флуктуациями потенциальной энергии электронов  $c$ -зоны вследствие их кулоновского взаимодействия с ближайшими по расстоянию ионами примесей и другими электронами из  $c$ -зоны. Согласно [48, 49], среднеквадратичная флуктуация электростатической потенциальной энергии электрона

$$W_n \approx 0.68 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} (1-K)^{1/6} n^{1/3}, \quad (15)$$

где  $\epsilon_r = 17.2$  — относительная диэлектрическая проницаемость кристаллической матрицы антимонида индия при комнатной температуре [5];  $\epsilon_0 = 8.854$  пФ/м — электрическая постоянная;  $n = (1-K)N$  — концентрация электронов  $c$ -зоны;  $N$  — концентрация атомов Те как водородоподобных доноров, целиком находящихся в зарядовом состоянии (+1);  $KN$  — концентрация акцепторов (зарядовое состояние (-1));  $(1+K)N$  — концентрация ионов примесей;  $K \approx 0.1$  — степень компенсации образцов № 1—6.

В отсутствие флуктуаций потенциальной энергии электронов параметр  $\zeta_f - \zeta_i = 1, 2, 3, \dots$  в формуле (4) является дискретной величиной. Из-за электростатических флуктуаций потенциальной энергии электронов уровни Ландау в пределах кристаллического образца не являются эквидистантными (см., например, [50]). Вследствие этого параметр  $\zeta_f - \zeta_i \geq 1$ , полученный из согласования экспериментальных значений  $B_f$  и расчетов по формуле (4), в зависимости от концентрации электронов  $n$  при  $T = 300$  К можно аппроксимировать непрерывной переменной:

$$\frac{1}{\zeta_f - \zeta_i} = -0.604 + 0.0418 \lg(n/\text{см}^{-3}). \quad (16)$$

Флуктуации потенциальной энергии электронов  $c$ -зоны обуславливают сосуществование вертикальных и невертикальных переходов электронов на диаграмме “одноэлектронная энергия—пространственная координата” (см., например, [51]). Это обстоятельство определяет уширение линии спин-фононного магнитного резонанса при переходах электронов между зеемановскими подуровнями уровней Ландау. Тогда для отношения ширины линии (от пика до пика) в  $j$ -м образце  $\delta B_{fj}$  к ширине линии  $\delta B_{f1}$  в образце № 1 при учете (15) имеем

$$\frac{\delta B_{fj}}{\delta B_{f1}} \approx \frac{W_{nj}}{W_{n1}}. \quad (17)$$

На рис. 5 представлены экспериментальные значения отношений интенсивностей  $Y_j/Y_1$  и ширины (от пика до пика)  $\delta B_{fj}/\delta B_{f1}$  линий магнитного резонанса для образца с номером  $j$  к образцу с номером 1 (параметры образцов указаны в табл. 1).

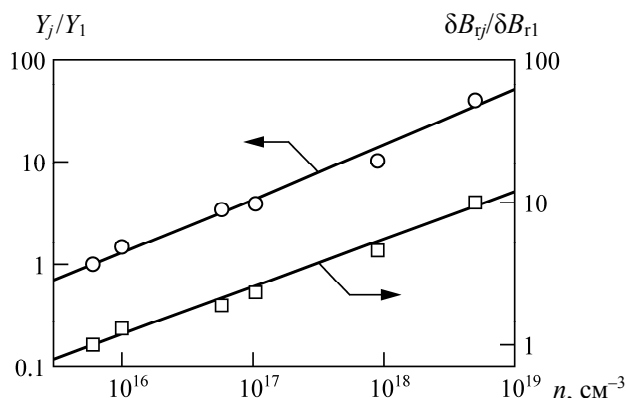


Рис. 5. Зависимости отношения интенсивности сигналов магнитного резонанса ( $Y_j/Y_1$ ) и отношения ширины линии (от пика до пика) ( $\delta B_{fj}/\delta B_{f1}$ ) в  $j$ -м образце и в образце № 1 от концентрации  $n$  электронов  $c$ -зоны согласно формулам (14) и (17); точки — эксперимент (табл. 1)

Из табл. 1 и рис. 5 видно, что отношение ширины сигналов магнитного резонанса образца с номером  $j = 1, 2, \dots, 6$  к ширине сигнала для первого ( $j = 1$ ) образца  $\delta B_{fj}^{(e)}/\delta B_{f1}^{(e)}$  практически совпадает с отношением среднеквадратичных флуктуаций потенциальной энергии электронов  $c$ -зоны для  $j$ -го и первого образцов  $W_{nj}/W_{n1}$ .



**Т а б л и ц а 1.** Параметры сигналов магнитного резонанса в кристаллах антимонида индия *n*-типа в зависимости от концентрации электронов, согласно эксперименту [12]

<i>j</i>	<i>n</i> , см <sup>-3</sup>	$\sigma_{dc}$ , (Ом·см) <sup>-1</sup>	$\delta_s$ , мм	$B_r^{(e)}$ , Тл	$B_r^{(t)}$ , Тл	$\delta B_r^{(e)}$ , Тл	$Y_j^{(e)}/Y_1^{(e)}$
1	$6 \cdot 10^{15}$	78.17	1.8	0.18	0.18	0.13	1
2	$1 \cdot 10^{16}$	125.4	1.4	0.22	0.23	0.17	1.5
3	$5.8 \cdot 10^{16}$	563.4	0.67	0.38	0.38	0.25	3.4
4	$1 \cdot 10^{17}$	880.5	0.55	0.47	0.45	0.31	3.9
5	$9 \cdot 10^{17}$	3233	0.28	0.99	0.93	0.61	10
6	$5 \cdot 10^{18}$	6897	0.19	1.70	1.60	1.34	40

**П р и м е ч а н и е.** Значения  $\sigma_{dc} = e n \mu(n)$  при учете (6) и  $\delta_s$  по (11) рассчитаны для нулевого магнитного поля; резонансная магнитная индукция (экспериментальная  $B_r^{(e)}$  и рассчитанная  $B_r^{(t)}$  по формуле (4) с учетом (16) при поглощении оптических фононов в центре зоны Бриллюэна); ширина сигнала магнитного резонанса  $\delta B_r^{(e)}$  и отношение интенсивностей  $Y_j^{(e)}/Y_1^{(e)}$  сигнала для *j*-го образца к 1-му образцу.

**З а к л ю ч е н и е.** Впервые предложена модель спин-фононного магнитного резонанса в кристаллах *n*-InSb:Te при комнатной температуре (резонансного поглощения радиоволн с частотой 10 МГц в постоянном магнитном поле). Расчетным способом рассмотрен спин-фононный резонанс в образцах антимонида индия *n*-типа с концентрацией электронов *c*-зоны от  $6 \cdot 10^{15}$  до  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Положение центра линии сигнала магнитного резонанса связано с величиной магнитной индукции, необходимой для появления такого расщепления уровней энергии электронов *c*-зоны, при котором энергетически возможен переход электрона. Переход происходит с зеемановского подуровня нижнего уровня (параболы) Ландау на один из зеемановских подуровней верхнего уровня Ландау с переворотом спина электрона путем поглощения им поперечного оптического фонона с энергией  $\approx 22.9$  мэВ. При этом происходит поглощение и радиоволны с частотой 10 МГц, детектирующей магнитный резонанс. Ширина линии резонанса (от пика до пика) обусловлена флуктуациями потенциальной энергии электронов *c*-зоны из-за кулоновского взаимодействия их с ионами примесей и между собой. Интегральная интенсивность сигнала связана с зависимостью толщины скин-слоя на частоте 10 МГц от электропроводности образцов на постоянном токе в магнитном поле. Угловая зависимость резонансной линии поглощения радиоволны в магнитном поле определяется анизотропией *g*-фактора электронов *c*-зоны. Дано количественное описание известных экспериментов, которые ранее не поддавались интерпретации.

Работа выполнена при поддержке государственной программы научных исследований “Конвергенция-2020” Республики Беларусь, Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф19РМ-054), а также Рамочной программы Европейского Союза по развитию научных исследований и технологий Horizon2020 (Grant No. H2020-MSCA-RISE-2019-871284 SSHARE).

Один из авторов (Н.А.П.) признателен Р. В. Парфеньеву и Е. Л. Ивченко за конструктивные обсуждения по тематике статьи.

- [1] G. A. Khodaparast, R. C. Meyer, X. H. Zhang, T. Kasturiarachchi, R. E. Doezema, S. J. Chung, N. Goel, M. B. Santos, Y. J. Wang. *Physica E*, **20**, N 3–4 (2004) 386—391
- [2] G. Bemski. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, N 2 (1960) 62—64
- [3] M. A. Khayer, R. K. Lake. *IEEE Trans. Electron Devices*, **55**, N 11 (2008) 2939—2945
- [4] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook*, Berlin, Springer (2004)
- [5] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, Chichester, Wiley (2009)
- [6] Ю. М. Гальперин, Е. М. Гершензон, И. Л. Дричко, Л. Б. Литвак-Горская. *ФТП*, **24**, № 1 (1990) 3—24
- [7] E. O. Kane. *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, N 4 (1957) 249—261
- [8] E. Sijerčić, K. Mueller, B. Pejčinović. *Solid-State Electron.*, **49**, N 8 (2005) 1414—1421
- [9] H. Kosaka, A. A. Kiselev, F. A. Baron, K. W. Kim, E. Yablonovitch. *Electron. Lett.*, **37**, N 7 (2001) 464—465

- [10] R. S. Porovic. Hall Effect Devices, Bristol, IOP Publishing (2003)
- [11] М. В. Кондратьев. ФТТ, **19**, № 2 (1977) 616—617
- [12] М. В. Кондратьев. ФТП, **20**, № 8 (1986) 1485—1487
- [13] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. Г. Забродский. ФТТ, **46**, № 6 (2004) 1071—1075
- [14] Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов. УФН, **137**, № 3 (1982) 479—499
- [15] Y.-F. Chen, M. Dobrowolska, J. K. Furdyna. Phys. Rev. B, **31**, N 12 (1985) 7989—7994
- [16] F. Qu, J. van Veen, F. K. de Vries, A. J. A. Beukman, M. Wimmer, W. Yi, A. A. Kiselev, B.-M. Nguyen, M. Sokolich, M. J. Manfra, F. Nichele, C. M. Marcus, L. P. Kouwenhoven. Nano Lett., **16**, N 12 (2016) 7509—7513
- [17] М. В. Кондратьев. ФТП, **13**, № 2 (1979) 382—384
- [18] А. В. Кессених. УФН, **179**, № 7 (2009) 737—764
- [19] В. В. Слынько, Е. И. Слынько, А. Г. Хандожко, Ю. К. Выграненко. ФТП, **31**, № 10 (1997) 1187—1191
- [20] P. Braun, S. Grande. Phys. Status Solidi B, **72**, N 1 (1975) K73—K76
- [21] G. Dresselhaus, A. F. Kip, C. Kittel. Phys. Rev., **98**, N 2 (1955) 368—384
- [22] Э. И. Рашба. УФН, **84**, № 4 (1964) 557—578
- [23] W. Zawadzki. Phys. Lett., **4**, N 3 (1963) 190—191
- [24] Ф. Г. Басс, И. Б. Левинсон. ЖЭТФ, **49**, № 3(9) (1965) 914—924
- [25] А. Ю. Матулис. ФТТ, **9**, № 8 (1967) 2238—2241
- [26] С. Т. Павлов, Ю. А. Фирсов. ЖЭТФ, **49**, № 5(11) (1965) 1664—1680
- [27] С. Т. Павлов, Ю. А. Фирсов. ФТТ, **7**, № 9 (1965) 2634—2647
- [28] В. А. Маргулис. ФТТ, **23**, № 3 (1981) 897—899
- [29] Р. В. Парфеньев, Г. И. Харус, И. М. Цидильковский, С. С. Шалыт. УФН, **112**, № 1 (1974) 3—36
- [30] Yu. A. Firsov, V. L. Gurevich, R. V. Parfeniev, I. M. Tsidil'kovskii. In: Landau Level Spectroscopy (Modern Problems in Condensed Matter Science, **27.2**), Eds. G. Landwehr, E. I. Rashba, Amsterdam, North-Holland (1991) 1181—1302
- [31] М. И. Каганов, С. Кляма. ФТТ, **20**, № 8 (1978) 2360—2368
- [32] В. И. Окулов, Е. А. Памятных, Г. А. Альшанский. Физика низких температур, **35**, № 2 (2009) 194—196
- [33] W. Zawadzki. Adv. Phys., **23**, N 3 (1974) 435—522
- [34] K. W. Böer, U. W. Pohl. Semiconductor Physics, Berlin, Springer (2018)
- [35] R. A. Isaacson. Phys. Rev., **169**, N 2 (1968) 312—314
- [36] A. E. Stephens, D. G. Seiler, J. R. Sybert, H. J. Mackey. Phys. Rev. B, **11**, N 12 (1975) 4999—5001
- [37] A. V. Vdovin, E. M. Skok. Phys. Status Solidi B, **136**, N 2 (1986) 603—613
- [38] L. M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. Phys. Rev., **114**, N 1 (1959) 90—104
- [39] K. L. Litvinenko, L. Nikzad, C. R. Pidgeon, J. Allam, L. F. Cohen, T. Ashley, M. Emeny, W. Zawadzki, B. N. Murdin. Phys. Rev. B, **77**, N 3 (2008) 033204(1—4)
- [40] Ж. Винтер. Магнитный резонанс в металлах, Москва, Мир (1976)
- [41] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, О. Н. Поклонская, Н. М. Лапчук, С. Мунхтэцэг. Журн. прикл. спектр., **80**, № 3 (2013) 379—384 [N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, O. N. Poklonskaya, N. M. Lapchuk, S. Munkhtsetseg. J. Appl. Spectr., **80** (2013) 366—371]
- [42] А. А. Овчинников. Электрохимия, **39**, № 1 (2003) 19—23
- [43] А. В. Тимофеев. УФН, **176**, № 11 (2006) 1227—1236
- [44] В. В. Косарев, Н. А. Редько, В. И. Белицкий. ЖЭТФ, **100**, № 2(8) (1991) 492—509
- [45] В. А. Aronzon, I. M. Tsidilkovskii. Phys. Status Solidi B, **157**, N 1 (1990) 17—59
- [46] Ан. В. Виноградов. ЖЭТФ, **70**, № 3 (1976) 999—1008
- [47] А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, Г. Бискупски. ФТП, **32**, № 5 (1998) 557—563
- [48] N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. I. Kovalev, A. N. Dzeraviahа. J. Phys. Commun., **2**, N 1 (2018) 015013(1—14)
- [49] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. Н. Деревяго. Журн. Бел. гос. ун-та. Физика, № 2 (2020) 28—41
- [50] Л. Б. Иоффе, А. И. Ларкин. ЖЭТФ, **81**, № 3(9) (1981) 1048—1057
- [51] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко. Журн. прикл. спектр., **69**, № 3 (2002) 375—382 [N. A. Poklonski, S. A. Vyrko. J. Appl. Spectr., **69** (2002) 434—443]