

## СПИН-ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ЭЛЕКТРОННОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

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

УДК 621.315.592

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

(Поступила 11 апреля 2025, принята к печати 25 апреля 2025)

Предложена интерпретация известных экспериментальных данных по измерению магнитного резонанса в легированных теллуром кристаллах антимонида индия *n*-типа со степенью компенсации  $K \approx 0.1$  теллура (водородоподобные доноры) цинком (водородоподобные акцепторы) на частоте 10 МГц в квантующем внешнем магнитном поле с индукцией от 0.17 до 1.70 Тл при температуре жидкого гелия. Выявлено, что наблюдаемый резонанс обусловлен поглощением электронами *c*-зоны квантов энергии радиочастотного (10 МГц) излучения. Переход электрона между соседними уровнями Ландау обеспечивается электрической компонентой радиоволны, а между зеемановскими подуровнями — магнитной компонентой. Количество поглощенных радиочастотных квантов при резонансе увеличивается от  $3.9 \cdot 10^4$  до  $1.6 \cdot 10^5$  при увеличении концентрации электронов в *c*-зоне от  $6 \cdot 10^{15}$  до  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при приблизительно постоянной степени компенсации. Расчетным путем показано, что ширина линий магнитного резонанса (“от пика до пика” первой производной от сигнала поглощения радиоволн по внешнему магнитному полю) определяется флуктуациями потенциальной энергии электронов в кристаллах вследствие их легирования и компенсации.

**Ключевые слова:** антимонид индия *n*-типа, низкие температуры, поглощение радиоволн, спин-циклотронный магнитный резонанс.

An interpretation of known experimental data on magnetic resonance measurements in tellurium-doped *n*-type indium antimonide crystals with compensation ratio  $K \approx 0.1$  of tellurium (hydrogen-like donors) by zinc (hydrogen-like acceptors) at 10 MHz frequency in a quantizing external magnetic field with induction from 0.17 to 1.70 T at liquid helium temperature is proposed. It is revealed that the observed resonance is caused by the absorption of an energy quanta of radio-frequency (10 MHz) radiation by *c*-band electrons. The electron transition between adjacent Landau levels mediated by the electric component of the radio wave, while transitions between Zeeman sublevels is driven by its magnetic component. The number of absorbed radio-frequency quanta at resonance increases from  $3.9 \cdot 10^4$  to  $1.6 \cdot 10^5$  with *c*-band electron concentration from  $6 \cdot 10^{15}$  to  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  at approximately constant compensation ratio. Calculations show that the width of the magnetic resonance lines (“from peak to peak” of the first derivative of the radio wave absorption signal on external magnetic field) is determined by fluctuations in the potential energy of electrons in the crystals due to their doping and compensation.

**Keywords:** *n*-type indium antimonide, low temperatures, absorption of radio waves, spin-cyclotron magnetic resonance.

**Введение.** Полупроводниковые кристаллы InSb не имеют центра симметрии и характеризуются ковалентно-ионной межатомной связью, а также сильной спин-орбитальной связью [1]. В таких кристаллах, находящихся во внешнем постоянном (стационарном) магнитном поле, переворот спина электрона *c*-зоны обусловлен воздействием не только магнитной, но и электрической компоненты электромагнитной волны. В то же время стационарное внешнее магнитное поле, а также магнитная компонента поля волны могут влиять на орбитальное движение электрона, что приводит к зависимости *g*-фактора от квазиволнового вектора **k** электрона *c*-зоны. Проявление этих особенностей в электронном спиновом резонансе называется комбинированным резонансом [2].

## SPIN-CYCLOTRON RESONANCE IN *n*-TYPE INDIUM ANTIMONIDE AT LOW TEMPERATURES

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

В работе [3] предложена интерпретация результатов измерений магнитного резонанса на фиксированной частоте  $f = \omega/2\pi = 10$  МГц (модель спин-фононного резонанса) в легированных теллуром и слабо компенсированных цинком кристаллах антимонида индия  $n$ -типа при комнатной температуре [4]. Согласно модели [3], в условиях регистрации магнитного резонанса [4] электрон  $c$ -зоны поглощает поперечный оптический (ТО) фонон кристаллической матрицы InSb из центра зоны Бриллюэна и квант энергии радиоволны с частотой 10 МГц. Это приводит к переходу электрона на более высокий уровень Ландау с переворотом его спина (такой переход электрона  $c$ -зоны показан вертикальной стрелкой на рис. 1).

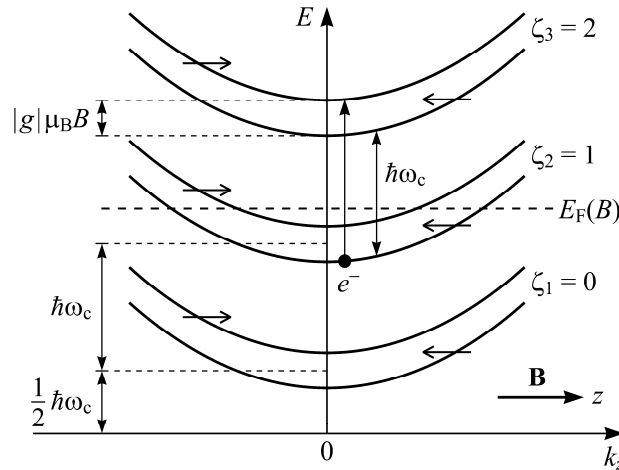


Рис. 1. Уровни энергии  $E$  электрона  $c$ -зоны вырожденного  $n$ -InSb:Te,Zn в зависимости от проекции  $k_z$  его квазиволнового вектора на направление индукции  $\mathbf{B}$  внешнего стационарного однородного магнитного поля по [3]. Вертикальной стрелкой показан переход электрона ( $e^-$ ) между уровнями Ландау и зеемановскими подуровнями с переворотом спина;  $E$  — энергия электрона  $c$ -зоны,  $E_F(B)$  — уровень Ферми (зависит от магнитной индукции  $B$  внешнего постоянного поля и при абсолютной температуре  $T = 4.2$  К расположен в  $c$ -зоне [5]); целые числа  $\zeta_1 < \zeta_2 < \zeta_3$  нумеруют три уровня Ландау;  $k_z$  — проекция квазиволнового вектора электрона на ось  $z$ ;  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $\omega_c$  — угловая циклотронная частота; черным кружком (и символом  $e^-$ ) обозначен электрон в  $c$ -зоне, стрелками на параболах показана ориентация спина относительно направления силовых линий магнитного поля: вправо — по полю, влево — против поля (так как  $g$ -фактор электрона  $c$ -зоны  $g \approx -51.31$  при  $T = 1.4$  К для концентрации электронов  $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [6])

Сравним концентрации оптических фононов в кристалле InSb при абсолютных температурах 4.2 и 300 К. Так как средняя энергия оптического фонона  $\hbar\langle\omega_{\text{оп}}\rangle$  практически одинакова для трех оптических ветвей, то средняя концентрация оптических фононов [7]:

$$\langle N_{\text{оп}} \rangle \approx \frac{3N_{\text{InSb}}}{\exp(\hbar\langle\omega_{\text{оп}}\rangle/k_B T) - 1}, \quad (1)$$

где  $N_{\text{InSb}} \approx 2.9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  — суммарная концентрация атомов In и Sb в кристалле стехиометрического состава,  $\hbar = h/2\pi$  — приведенная постоянная Планка;  $\hbar\langle\omega_{\text{оп}}\rangle = 22.9$  мэВ — средняя энергия оптического фонона [8];  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $\hbar\langle\omega_{\text{оп}}\rangle/k_B \approx 266$  К.

Согласно (1), концентрация оптических фононов при  $T = 4.2$  К составляет  $\langle N_{\text{оп}} \rangle \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ , при  $T = 300$  К —  $\langle N_{\text{оп}} \rangle \approx 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , т. е. при  $T \approx 4.2$  К оптические фононы в кристалле InSb практически отсутствуют, поэтому результаты модели [3] не могут быть применимы напрямую для области гелиевых температур.

Найдем среднюю концентрацию акустических фононов в кристаллическом антимониде индия (с концентрацией собственных атомов  $N_{\text{InSb}} \approx 2.9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) в термодинамическом равновесии при  $T = 4.2$  К. Считаем, что концентрация фононов не зависит от внешнего магнитного поля. При температуре  $T$ , намного меньшей температуры Дебая  $T_D$  (для InSb температура Дебая  $T_D = 203$  К [8]), среднюю концентрацию всех акустических фононов (продольных LA и двух типов поперечных 2TA) по [7] можно оценить как  $\langle N_{\text{ac}} \rangle \approx 21.6 N_{\text{InSb}} (T/T_D)^3$ . В частности, при  $T = 4.2$  К имеем  $\langle N_{\text{ac}} \rangle \approx 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Согласно [9], при  $T \ll T_D$  средняя энергия акустического фонона  $\langle E_{ac} \rangle = \hbar \langle \omega_{ac} \rangle \approx (\pi^4/36) k_B T$ . Для температуры жидкого гелия 4.2 К имеем  $\langle E_{ac} \rangle \approx 0.98$  мэВ. Поскольку величина  $\langle E_{ac} \rangle$  больше термической энергии ионизации ( $< 0.7$  мэВ) атомов Te в кристаллах  $n$ -InSb, все атомы этой водородоподобной донорной примеси при  $B = 0$  для температуры жидкого гелия ионизованы [1, 8].

Измерения [4, 10] магнитного резонанса в кристаллах  $n$ -InSb:Te,Zn проводились на радиоспектретре ядерного магнитного резонанса с рабочей частотой  $f = \omega/2\pi = 10$  МГц в магнитном поле с индукцией  $B < 1.7$  Тл и частотой модуляции этого поля 70 Гц. Всего исследовалось шесть немагнитных образцов (номера  $j = 1, 2, \dots, 6$ ) приблизительно одинаковой формы и объема ( $\approx 30$  мм<sup>3</sup>) с концентрациями электронов  $c$ -зоны от  $n_1 = 6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> (образец 1) до  $n_6 = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (образец 6). Исследуемый образец ориентирован так, что вектор индукции сканирующего постоянного внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$  (в радиоспектроскопии поле  $\mathbf{B}$  обозначается также  $\mathbf{B}_0$ ) направлен вдоль кристаллографического направления [211]. Переменные во времени  $t$  магнитная  $\mathbf{H}_1 \propto \cos(\omega t)$  и электрическая  $\mathbf{E}_1$  компоненты радиоволны показаны на рис. 2, а. Компонента  $\mathbf{H}_1$  вызывает переориентацию спина электрона (переход между зеемановски расщепленными уровнями энергии). Компонента  $\mathbf{E}_1 \propto \cos(\omega t + \varphi)$  имеет сдвиг фаз  $\varphi$  по отношению к компоненте  $\mathbf{H}_1$  из-за высокой низкотемпературной электропроводности образцов (см., например, [11, 12]). Компонента  $\mathbf{E}_1$  радиоволны содержит ортогональную вектору  $\mathbf{B}$  составляющую, поэтому циклотронное поглощение радиоволн электронами  $c$ -зоны возможно. Отметим, что плотность электронных состояний  $c$ -зоны в таком магнитном поле имеет максимумы при значениях энергии электрона, совпадающих с положением зеемановских (спиновых) подуровней уровней Ландау (см., например, [13—15]). Поэтому переходы между уровнями Ландау будут резонансными, если начальное и конечное состояния электрона  $c$ -зоны находятся вблизи дна параболы Ландау, т. е. происходит в среднем прямой (вертикальный) переход на диаграмме “одноэлектронная энергия  $E$ —проекция квазиволнового вектора  $k_z$ ” в окрестности центра зоны Бриллюэна при  $\langle k_z \rangle \approx 0$  (рис. 1).

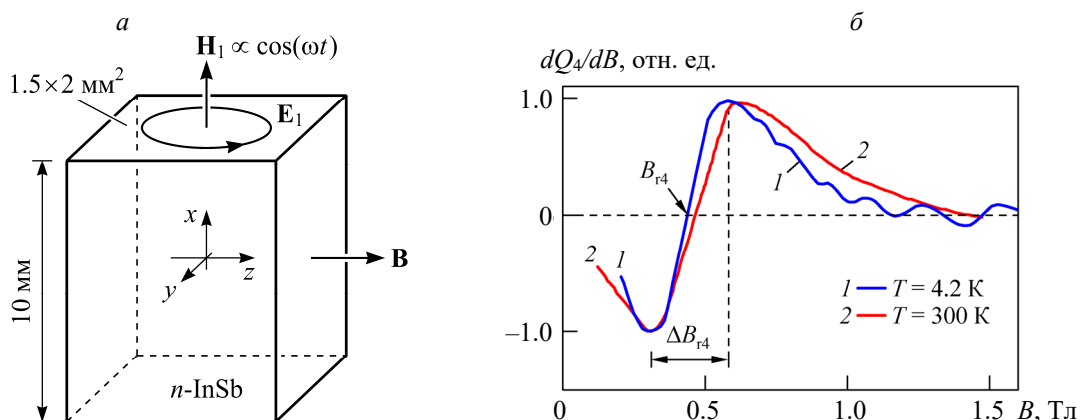


Рис. 2. Образец кристаллического  $n$ -InSb типичных размеров (а), стрелками указаны направления сканирующего постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}$  (вдоль оси  $z$ ), магнитной  $\mathbf{H}_1$  (вдоль оси  $x$ ) и электрической  $\mathbf{E}_1$  (в плоскости  $yz$ ) компонент радиоволны с частотой  $\omega/2\pi = 10$  МГц; б — экспериментальный сигнал первой производной от добротности  $Q_4$  катушки-резонатора, нагруженной образцом 4 с концентрацией электронов  $n_4 = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, по индукции поляризующего спины магнитного поля  $B$  при температурах 4.2 и 300 К (согласно [4, 10])

Цель настоящей работы — описание физической картины магниторезонансного поглощения радиоволн с частотой 10 МГц электронами  $c$ -зоны в кристаллах  $n$ -InSb:Te,Zn и расчет зависимости ширины линий магнитного резонанса от концентрации электронов в области температур жидкого гелия.

**Вспомогательные соотношения.** Оценим зависимости эффективной массы электрона  $c$ -зоны  $m_j = m(n_j)$ ,  $g$ -фактора электрона  $g_j = g(n_j)$ , а также дрейфовой подвижности электронов  $\mu_j = \mu(n_j)$  от концентрации электронов  $n_j$  в  $j$ -м образце при температуре  $T = 4.2$  К.

Аппроксимация зависимости эффективной массы  $m(n_j)$  электрона  $c$ -зоны (по данным [8] при  $T = 77$  К) от концентрации электронов  $n_j$  имеет вид [16]:

$$m_j = m(n_j) \approx m_{nd} [1 + 2.6 \cdot 10^{-2} (n_j/n_m)^{0.3}], \quad (2)$$

где  $m_{nd} = 0.0136m_0$  — эффективная масса плотности состояний электрона  $c$ -зоны в нелегированном кристалле антимонида индия [8];  $m_0$  — масса электрона в вакууме;  $n_m = 3.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  — подгоночный параметр.

Аппроксимация зависимости  $g$ -фактора электрона  $g(n_j)$  от  $n_j$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) при криогенных температурах имеет вид [3]:

$$g_j = g(n_j) \approx 191 - 35.3 \lg(n_j) + 1.283 \lg^2(n_j) < 0. \quad (3)$$

Отметим, что соотношения (2) и (3) неявно включают в себя зависимость от уровней Ландау с номерами  $\zeta_i$  и  $\zeta_f$  (индекс  $i$  — до перехода электрона между уровнями, индекс  $f$  — после перехода), так как при низких температурах химический потенциал (уровень Ферми)  $E_F(B)$  находится в  $c$ -зоне. Причем чем выше концентрация электронов  $c$ -зоны, тем выше по энергии в  $c$ -зоне находится уровень Ферми и, следовательно, тем больше уровней Ландау расположено ниже уровня Ферми (рис. 1).

Химический потенциал электронов  $c$ -зоны  $E_{Fj}$  в отсутствие внешнего магнитного поля ( $B = 0$ ) [12, 16]:

$$E_{Fj} \approx \varepsilon_{Fj} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{k_B T}{\varepsilon_{Fj}} \right)^2 \right] > 3k_B T, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{Fj} = \hbar^2(3\pi^2 n_j)^{2/3}/2m_j$  — энергия Ферми в пределе нулевой абсолютной температуры для электронов (отсчитывается от дна  $c$ -зоны  $E = 0$ ; рис. 1).

Из (4) следует, что для всех исследованных в [4, 10] образцов  $n\text{-InSb:Te,Zn}$  химический потенциал  $E_{Fj}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  ( $3k_B T = 1 \text{ мэВ}$ ) расположен в  $c$ -зоне;  $E_{F1} = 14 \text{ мэВ}$  при  $n_1 = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $E_{F6} = 542 \text{ мэВ}$  при  $n_6 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Следуя [17], отметим, что все образцы находятся на металлической стороне концентрационного фазового перехода изолятор–металл (перехода Мотта).

Экспериментальные данные по холловской и дрейфовой подвижности электронов  $c$ -зоны  $\mu_j = \mu(n_j)$  антимонида индия для температуры  $T = 77 \text{ К}$ , собранные в [8, 16], можно аппроксимировать:

$$\mu_j = e\langle\tau_j\rangle/m_j \approx \mu_{\text{lat}} [1 + (n_j/n_\mu)^{0.43}]^{-1}, \quad (5)$$

где  $e$  — элементарный заряд;  $\langle\tau_j\rangle$  — среднее время релаксации квазиимпульса электрона  $c$ -зоны,  $\mu_{\text{lat}} = 1.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  — подвижность электронов, ограниченная рассеянием их на фононах кристаллической матрицы [1];  $n_\mu = 1.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  — подгоночный параметр.

Условие наблюдения циклотронного резонанса (при  $B = B_{cj}$ ) имеет вид:

$$\omega_{cj}\langle\tau_j\rangle = \mu_j B_{cj} > 1,$$

где  $\omega_{cj} = eB_{cj}/m_j$  — циклотронная угловая частота электрона  $c$ -зоны при магнитном резонансе.

В экспериментах [4, 10] условие  $\mu_j B_{cj} > 1$ , согласно (2) и (5), выполняется:  $\mu_1 B_{c1} = 3.0$  при  $n_1 = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_6 B_{c6} = 1.8$  при  $n_6 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Итак, для исследуемых кристаллов антимонида индия  $n$ -типа при  $T = 4.2 \text{ К}$  внешнее магнитное поле с индукцией 0.17—1.7 Тл является квантующим ( $\hbar\omega_c \gg k_B T$ ).

**Основные соотношения.** Рассмотрим спин-циклотронное поглощение одновременно радиоволн и акустического фонона электроном  $c$ -зоны в антимониде индия  $n$ -типа при низких температурах.

Условие на квазиволновой вектор фононов, которые могут участвовать в формировании сигнала магнитного резонанса, накладывает закон сохранения  $z$ -компоненты квазиволнового вектора электрона [12, 18]:

$$k_{2z} = k_{1z} \pm q_z = k_{1z} \pm q \cos \theta, \quad (6)$$

где  $k_{2z}$  и  $k_{1z}$  — проекции квазиволновых векторов электрона  $c$ -зоны на направление вектора индукции  $\mathbf{B}$  после (индекс 2) и до (индекс 1) поглощения (+) или испускания (–) электроном акустического фонона;  $q_z = q \cos \theta$  —  $z$ -компонента квазиволнового вектора  $|\mathbf{q}| = (q_x^2 + q_y^2 + q_z^2)^{1/2}$  фонона;  $\theta$  — угол между направлением волнового вектора фонона  $\mathbf{q}$  и осью  $z$  (рис. 1).

Если фононы движутся под произвольными углами  $\theta$  по отношению к движению электронов вдоль направления индукции  $\mathbf{B}$  сканирующего магнитного поля, то плотность распределения угла между волновым вектором электрона и фонона по [19, 20] есть  $\sin(\theta)/2$ , где  $\theta$  изменяется от 0 до  $\pi$ . Усреднение соотношения (6) по углу  $\theta$  дает:

$$\langle k_{2z} \rangle = \langle k_{1z} \rangle \pm \frac{q}{2} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d\theta = \langle k_{1z} \rangle \pm \langle q_z \rangle = \langle k_{1z} \rangle, \quad (7)$$

где  $\langle q_z \rangle = 0$ .

Приближение (7) находит поддержку в работе [21]: вблизи резонансного поглощения электроном со средним квазиволновым вектором  $\langle k_z \rangle$  поперечного оптического фонона и кванта энергии ультразвука, приводящего к перевороту спина электрона (см. также [22]), продольная (относительно вектора  $\mathbf{B}$ ) компонента квазиволнового вектора ТО-фонона мала, т. е.  $\langle q_z \rangle \approx 0$ .

Спин-циклотронное поглощение соответствует в среднем вертикальному переходу (см. (7)), показанному стрелкой на рис. 1, состоящему из перехода только между соседними уровнями Ландау (при сохранении ориентации спина)  $\hbar\omega_c$  с последующим переходом между зеемановскими подуровнями (с изменением ориентации спина по отношению к вектору индукции внешнего поля)  $|g|\mu_B B$ . Разница между номерами уровней Ландау  $\zeta_f$  и  $\zeta_i$  составляет  $\zeta_f - \zeta_i = 1$ ;  $\zeta = 0, 1, 2, \dots$

Циклотронное поглощение радиоволн (переход электрона между уровнями Ландау) реализуется если: 1) средняя длина свободного пробега электрона  $c$ -зоны больше среднего циклотронного (ларморовского) радиуса его орбиты; 2) выполняется условие  $\omega_{cj}\langle\tau_j\rangle > 1$ . Переход между зеемановскими подуровнями с изменением ориентации спина происходит тогда, когда верхний подуровень свободен и имеет ориентацию спина, противоположную занятой электроном на нижнем подуровне.

Считаем, что спин-циклотронный переход происходит при поглощении электроном  $N_r^{(sc)}$  квантов энергии радиочастотного измерительного сигнала с частотой  $f = \omega/2\pi$ . Для образца с номером  $j$  с учетом изменения полной энергии электрона  $c$ -зоны  $E$  в резонансном магнитном поле ( $B = B_{rj}$ ) при поглощении им квантов энергии радиочастотного поля имеем:

$$\left( \hbar \frac{e}{m_j} + |g_j| \mu_B \right) B_{rj} = N_{rj}^{(sc)} \hbar \omega, \quad (8)$$

где  $eB_{rj}/m_j = \omega_{cj}$  — циклотронная угловая частота электрона  $c$ -зоны в  $j$ -м образце с концентрацией электронов  $n_j$  при магнитном резонансе ( $B = B_{rj}$ );  $m_j = m(n_j)$  — эффективная масса электрона по формуле (2);  $|g_j|\mu_B B_{rj}$  — энергия зеемановского расщепления каждого из уровней Ландау;  $|g_j|$  — модуль  $g$ -фактора электрона по формуле (3);  $N_{rj}^{(sc)}$  — свободный параметр, число поглощенных квантов энергии радиоволны (т. е. радиофотонов) при спин-циклотронном резонансе;  $\hbar\omega$  — квант энергии сигнальной (т. е. детектирующей магнитный резонанс) радиоволны с частотой  $f = \omega/2\pi = 10$  МГц.

Из формулы (8) следует, что наблюдаемое резонансное поглощение электромагнитного излучения с частотой 10 МГц кристаллом  $n$ -InSb в постоянном магнитном поле при температуре жидкого гелия (см. рис. 2, б) обусловлено поглощением  $N_{rj}^{(sc)}$  квантов энергии  $\hbar\omega \approx 4 \cdot 10^{-5}$  мэВ. Это приводит к переходу электрона  $c$ -зоны между соседними уровнями Ландау с переворотом его спина. При этом чем выше частота  $\omega/2\pi = f$  измерительного сигнала, тем при большем значении индукции  $B_{rj}$  регистрируется центр линии резонанса, что соответствует эксперименту [10].

Переход электрона  $c$ -зоны одновременно между уровнями Ландау и зеемановскими подуровнями (влияние постоянного магнитного поля) происходит согласно (7) в среднем без изменения  $z$ -компоненты квазиволнового вектора  $\mathbf{k}$ . Изменение энергии электрона  $c$ -зоны при таком резонансном переходе определяется соотношением (8), в котором  $M_r^{(sc)} > 1$  — свободный параметр;  $\omega_{cj}$  и  $g < 0$  зависят от концентрации электронов. В итоге для резонансного характера поглощения электронами  $c$ -зоны радиоволны с частотой  $f = 10$  МГц необходимо, чтобы среднее значение  $z$ -компоненты квазиволнового вектора фонона  $\langle q_z \rangle = 0$ , что согласуется с расчетами [21, 23].

Согласно (1), в кристаллах  $n$ -InSb:Te,Zn при температуре 4.2 К оптические фононы отсутствуют. Следовательно, при низких температурах не наблюдается магнитофононного поглощения — перехода электрона  $c$ -зоны между уровнями Ландау при поглощении оптического фонона без переворота спина (в отличие от циклотрон-фононного резонанса, не ослабевающего с уменьшением температуры [24]). В кристаллах  $n$ -InSb магнитофононное поглощение наблюдается при температурах 63—119 К, что проявляется в осцилляционном характере изменения продольной и поперечной компонент электропроводности в магнитном поле [25]. Следовательно, наблюдаемые при температуре жидкого гелия осцилляции (см. рис. 2, б) не объясняются магнитофононным резонансом. При  $T = 4.2$  К диапазон внешних для кристаллов  $n$ -InSb магнитных полей 0.17—1.7 Тл является квантующим, т. е. наблюдаемые осцилляции сигнала магнитного резонанса связаны с сингулярным характером плотностей начального и конечного состояний электрона  $c$ -зоны на дне уровней Ландау (осцилляциями Шубникова—де Гааза [10]). Также для осцилляций Шубникова—де Гааза характерно пересечение уровней Ландау с уровнем Ферми. Отметим, что в работе [26] сообщалось о наблюдении двухфононного (LO+TA) магнитного резонанса в кристалле антимонида индия с концентрацией электронов  $c$ -зоны  $1.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  при температуре 4.2 К. Однако, в отличие от рассматриваемых нами экспе-

риментов [4, 10], в [26] неравновесные фононы в кристалле InSb появлялись под действием ИК-излучения в диапазоне 15—25 мкм (83—50 мэВ).

Для расчетов по формуле (8) числа поглощенных квантов  $N_{ij}^{(sc)}$  при спин-циклотронном резонансе необходимо учесть зависимости (2) и (3) эффективной массы  $m_j = m(n_j)$  и  $g$ -фактора электрона  $g_j = g(n_j)$  от концентрации электронов  $n_j$ .

**Результаты и их обсуждение.** Результаты оценки по формуле (8) числа поглощенных квантов  $N_{ij}^{(sc)}$  энергии  $\hbar\omega$  при спин-циклотронном резонансе в случае равенства магнитной индукции экспериментально наблюдаемому положению центра линии поглощения радиоизлучения ( $B = B_{ij}$ ) представлены в табл. 1.

**Т а б л и ц а 1.** Экспериментальные и расчетные параметры магнитного резонанса шести образцов  $n$ -InSb:Te,Zn при  $T = 4.2$  К

$j$	$n_j, \text{см}^{-3}$	$B_{ij}^{(e)}, \text{Тл}$	$\hbar\omega_{ctj}^{(i)}, \text{мэВ}$	$g_j^{(i)}\mu_B B_{ij}^{(i)}, \text{мэВ}$	$N_{ij}^{(sc)}/10^4$	$\Delta B_{ij}^{(e)}/\Delta B_{i1}^{(e)}$	$\Delta B_{ij}^{(i)}/\Delta B_{i1}^{(i)}$
1	$6.0 \cdot 10^{15}$	0.17	1.16	0.46	3.9	1.0	1.0
2	$1.0 \cdot 10^{16}$	0.20	1.32	0.53	4.5	1.3	1.2
3	$5.8 \cdot 10^{16}$	0.36	2.05	0.84	7.0	1.9	2.1
4	$1.0 \cdot 10^{17}$	0.44	2.36	0.98	8.1	2.4	2.6
5	$9.0 \cdot 10^{17}$	0.94	3.75	1.59	13.0	4.8	5.3
6	$5.0 \cdot 10^{18}$	1.60	4.71	1.90	16.0	10.5	9.4

**П р и м е ч а н и е:**  $j$  — номер образца,  $n_j$  — концентрация электронов  $s$ -зоны,  $B_{ij}^{(e)}$  — экспериментальное значение магнитной индукции при резонансе для  $j$ -го образца;  $\hbar\omega_{ctj}^{(i)}$  — теоретическое значение энергии циклотронного движения электрона, где циклотронная угловая частота  $\omega_{ctj}^{(i)} = eB_{ij}^{(i)}/m_j$  рассчитана при магнитном резонансе ( $B = B_{ij}^{(i)} = B_{ij}^{(e)}$ ) с учетом выражения (2);  $N_{ij}^{(sc)}$  — число поглощенных квантов с частотой 10 МГц, оцененное по формуле (8);  $\Delta B_{ij}^{(e)}/\Delta B_{i1}^{(e)}$  — отношение экспериментального значения ширины линии поглощения  $j$ -го образца при  $T = 4.2$  К к ширине линии поглощения 1-го образца  $\Delta B_{i1}^{(e)} = 0.12$  Тл;  $\Delta B_{ij}^{(i)}/\Delta B_{i1}^{(i)}$  — теоретическое отношение ширины, рассчитанное по формуле (10). Значения  $B_{ij}^{(e)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  при  $T = 300$  К приведены в [3].

Сравнение результатов измерений  $B_{i4}$  для образца  $n$ -InSb:Te,Zn с концентрацией электронов  $s$ -зоны  $n_4 = 1 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$  при комнатной и гелиевой температурах показывает наличие незначительного сдвига линии с увеличением температуры в область больших значений  $B_{i4}$ , а также увеличение ее ширины на полувысоте (интервал  $\Delta B_{i4}$  между максимумом и минимумом  $dQ_4/dB$  на рис. 2, б). Рассчитав процентное соотношение сдвига, получаем предполагаемое положение центра линий  $B_{ij}^{(e)}$  и их ширину  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  для остальных образцов при  $T = 4.2$  К (табл. 1).

В табл. 1 значения  $B_{ij}^{(i)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(i)}$  рассчитаны путем умножения  $B_{ij}^{(e)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  на отношение экспериментальных значений  $B_{ij}^{(e)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  при  $T = 4.2$  К к соответствующим значениям  $B_{ij}^{(e)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  при  $T = 300$  К для образца 4, для которого имеются экспериментальные данные  $B_{ij}^{(e)}$  и  $\Delta B_{ij}^{(e)}$  при температурах 4.2 и 300 К. Для образца 4 отношение  $B_{i4}^{(e)}(T = 4.2 \text{ К})/B_{i4}^{(e)}(T = 300 \text{ К}) = 0.94$ ; отношение ширины линии магнитного резонанса  $\Delta B_{i4}^{(e)}(T = 4.2 \text{ К})/\Delta B_{i4}^{(e)}(T = 300 \text{ К}) \approx 0.9$ .

Следуя [3], считаем, что ширина сигнала магнитного резонанса обусловлена среднеквадратичной флуктуацией электростатической потенциальной энергии электрона  $W(n_j)$  [27, 28]:

$$W(n_j) \approx 0.685 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} (1 - K)^{1/6} n_j^{1/3}, \quad (9)$$

где  $\epsilon_r = 16.8$  — низкочастотная относительная диэлектрическая проницаемость кристаллической матрицы InSb [8];  $\epsilon_0 = 8.854 \text{ пФ/м}$  — электрическая постоянная;  $K \approx 0.1$  — степень компенсации теллура цинком для образцов 1—6;  $n_j = (1 - K)N_j$  — концентрация электронов  $s$ -зоны;  $N_j$  — концентрация атомов Те как водородоподобных доноров в  $j$ -м образце, все в зарядовом состоянии (+1);  $KN_j$  — концентрация водородоподобных акцепторов (атомов Zn), все в зарядовом состоянии (−1); зарядовые состояния примесей даны в единицах элементарного заряда  $e$ .

Флуктуации потенциальной энергии электронов  $s$ -зоны обуславливают сосуществование вертикальных и невертикальных переходов между соседними уровнями Ландау на диаграмме “одноэлектронная энергия—пространственная координата” [29] и, следовательно, определяют неоднородное

уширение линии спин-циклотронного магнитного резонанса. Тогда, согласно [3], для отношения ширины линии (от пика до пика; см. рис. 2, б) в  $j$ -м образце к ширине линии в образце 1  $\Delta B_{rj}^{(t)}/\Delta B_{r1}^{(t)}$  при учете (9) и при  $K \approx 0.1$  для всех образцов имеем

$$\frac{\Delta B_{rj}^{(t)}}{\Delta B_{r1}^{(t)}} \approx \frac{W(n_j)}{W(n_1)} = \left( \frac{n_j}{n_1} \right)^{1/3}, \quad (10)$$

где  $W(n_j)$  — среднеквадратичные флуктуации потенциальной энергии электрона  $c$ -зоны в  $j$ -м образце (9). Расчеты по формуле (10) находятся в согласии с экспериментом (табл. 1).

**Заключение.** Для интерпретации известных результатов измерений магнитного резонанса в кристаллах  $n$ -InSb:Te,Zn при температуре жидкого гелия ( $T = 4.2$  К) предложена модель спин-циклотронного резонанса. Согласно этой модели, электрон  $c$ -зоны поглощает  $N_r^{(sc)}$  квантов энергии радиочастотного излучения (частота  $f = \omega/2\pi = 10$  МГц; энергия кванта  $hf \approx 4 \cdot 10^{-5}$  мэВ), что приводит к переходу электрона на более высокий уровень Ландау с переворотом его спина (“подъем с переворотом”). Переворот спина электрона обеспечивается магнитной компонентой радиоволны, а переход электрона между уровнями Ландау — электрической компонентой. Для выполнения закона сохранения энергии при переходе электрона  $c$ -зоны между соседними уровнями Ландау с переворотом спина необходимо поглощение от  $3.9 \cdot 10^4$  до  $1.6 \cdot 10^5$  квантов энергии радиочастотного излучения при увеличении концентрации электронов  $c$ -зоны от  $6 \cdot 10^{15}$  до  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

Авторы признательны А. В. Родиной (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН) за конструктивные замечания.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ Республики Беларусь “Конвергенция-2025” и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор № Ф23РНФМ-054).

- [1] Handbook Series on Semiconductor Parameters. 1, Eds. M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, Singapore, World Scientific (1996)
- [2] Э. И. Рашба. Успехи физ. наук, **84**, № 4 (1964) 557—578 [É. I. Rashba. Sov. Phys. Usp., **7**, N 6 (1965) 823—836]
- [3] Н. А. Поклонский, А. Н. Деревяго, С. А. Вырко. Журн. прикл. спектр., **87**, № 4 (2020) 595—604 [N. A. Poklonski, A. N. Dzeraviah, S. A. Vyrko. J. Appl. Spectr., **87**, N 4 (2020) 652—661]
- [4] М. В. Кондратьев. ФТП, **20**, № 8 (1986) 1485—1987 [M. V. Kondrat'ev. Sov. Phys. Semicond., **20**, N 8 (1986) 932—933]
- [5] H. Kahlert, G. Bauer. Phys. Rev. B, **7**, N 6 (1973) 2670—2682
- [6] G. Bemski. Phys. Rev. Lett., **4**, N 2 (1960) 62—64
- [7] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, С. Л. Поденок. Статистическая физика полупроводников, Москва, КомКнига (2005)
- [8] O. Madelung. Semiconductors: Data Handbook, Berlin, Springer (2004)
- [9] N. A. Poklonski, A. N. Dzeraviah, S. A. Vyrko, A. G. Zabrodskii, A. I. Veinger, P. V. Semenikhin. AIP Adv., **11**, N 5 (2021) 055016(1—9)
- [10] М. В. Кондратьев. ФТТ, **19**, № 2 (1977) 616—617 [M. V. Kondrat'ev. Sov. Phys. Solid State, **19**, N 2 (1977) 357—358]
- [11] M. Dressel, G. Grüner. Electrodynamics of Solids. Optical Properties of Electrons in Matter, Cambridge, Cambridge University Press (2003)
- [12] D. Jena. Quantum Physics of Semiconductor Materials and Devices, Oxford, Oxford University Press (2022)
- [13] Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов. Успехи физ. наук, **137**, № 3 (1982) 479—499 [N. B. Brandt, S. M. Chudinov. Sov. Phys. Usp., **25**, N 7 (1982) 518—529]
- [14] Я. Хайду, Г. Ландвер. В сб.: Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение, под ред. Ф. Херлаха, Москва, Мир (1988) 31—140 [J. Hajdu, G. Landwehr. In: Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and Their Applications, Ed. F. Herlach, Berlin, Springer (1985) 17—112]
- [15] 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
- [16] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. Н. Деревяго. ФТП, **52**, № 6 (2018) 544—553 [N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. N. Dzeraviah. Semiconductors, **52**, N 6 (2018) 692—701]
- [17] Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. Г. Забродский. ФТТ, **46**, № 6 (2004) 1071—1075 [N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. G. Zabrodskii. Phys. Solid State, **46**, N 6 (2004) 1101—1106]

- 
- [18] **B. K. Ridley.** Quantum Processes in Semiconductors, Oxford, Oxford University Press (2013)
- [19] **A. M. Mathai, H. J. Haubold.** Probability and Statistics: A Course for Physicists and Engineers, Berlin, De Gruyter (2018)
- [20] **Т. Л. Агекян.** Теория вероятностей для астрономов и физиков, Москва, Наука (1974)
- [21] **В. А. Маргулис.** ФТТ, **23**, № 3 (1981) 897—899 [**V. A. Margulis.** Sov. Phys. Solid State, **23**, N 3 (1981) 515—516]
- [22] **С. Т. Павлов, Ю. А. Фирсов.** ФТТ, **7**, № 9 (1965) 2634—2647 [**S. T. Pavlov, Yu. A. Firsov.** Sov. Phys. Solid State, **7**, N 9 (1965) 2131—2140]
- [23] **Р. В. Парфеньев, Г. И. Харус, И. М. Цидильковский, С. С. Шалыт.** Успехи физ. наук, **112**, № 1 (1974) 3—36 [**R. V. Parfen'ev, G. I. Kharus, I. M. Tsidil'kovskii, S. S. Shalyt.** Sov. Phys. Usp., **17**, 1 (1974) 1—19]
- [24] **Ф. Г. Басс, И. Б. Левинсон.** ЖЭТФ, **49**, № 3 (1965) 914—924 [**F. G. Bass, I. B. Levinson.** Sov. Phys. JETP, **22**, N 3 (1966) 635—642]
- [25] **Yu. A. Firsov, V. L. Gurevich, R. V. Parfeniev, S. S. Shalyt.** Phys. Rev. Lett., **12**, N 24 (1964) 660—662
- [26] **В. И. Иванов-Омский, Б. Т. Коломиец, Е. М. Шерегий.** Письма в ЖЭТФ, **18**, № 6 (1973) 337—339 [**V. I. Ivanov-Omskii, B. T. Kolomiets, E. M. Sheregii.** Sov. Phys. JETP Lett., **18**, N 6 (1973) 199—200]
- [27] **N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. I. Kovalev, A. N. Dzeraviah.** J. Phys. Commun., **2**, N 1 (2018) 015013 (1—14)
- [28] **Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. Н. Деревяго.** Журнал БГУ. Физика, № 2 (2020) 28—41
- [29] **Н. А. Поклонский, С. А. Вырко.** Журн. прикл. спектр., **69**, № 3 (2002) 375—382 [**N. A. Poklonskii, S. A. Vyrko.** J. Appl. Spectr., **69**, N 3 (2002) 434—443]