

СПИН-ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС ЭЛЕКТРОНОВ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

Н. А. Поклонский, А. Н. Дерявго, С. А. Вырко

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: Poklonski@bsu.by*

Впервые предложена количественная интерпретация известных экспериментальных результатов измерений магнитного резонанса в легированных теллуром кристаллах антимионида индия n -типа с концентрацией электронов c -зоны от $6 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при резонансном значении величины индукции магнитного поля от 0.17 до 1.6 Тл на частоте 10 МГц для температуры жидкого гелия ($T = 4.2$ К). Расчетным путем показано, что наблюдаемый резонанс обусловлен поглощением квантов энергии радиочастотного (10 МГц) излучения, приводящим к переходу электрона c -зоны между уровнями Ландау с переворотом его спина. Число поглощенных квантов при этом увеличивается от $3.9 \cdot 10^4$ до $1.6 \cdot 10^5$ при увеличении концентрации электронов в c -зоне.

Ключевые слова: спин-циклотронный резонанс; температура жидкого гелия; акустический фонон; уровни энергии электронов c -зоны в магнитном поле.

ELECTRON SPIN-CYCLOTRON RESONANCE IN INDIUM ANTIMONIDE AT THE LIQUID HELIUM TEMPERATURE

N. A. Poklonski, A. N. Dzeraviah, S. A. Vyrko

*Belarusian State University, Nezavisimosti Ave. 4, 220030 Minsk, Belarus
Corresponding author: N. A. Poklonski (Poklonski@bsu.by)*

A quantitative interpretation of the known experimental results of magnetic resonance measurements in tellurium-doped n -type indium antimonide crystals with the c -band electron concentration from $6 \cdot 10^{15}$ to $5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ in resonance magnetic fields with induction value from 0.17 to 1.6 T at the frequency of 10 MHz at the liquid helium temperature ($T = 4.2$ K) is proposed for the first time. It is shown by calculations that the observed resonance is caused by the absorption of energy quanta of radio-frequency (10 MHz) radiation, leading to a transition of an electron of the c -band between Landau levels with a flip of its spin. The number of absorbed quanta increases from $3.9 \cdot 10^4$ to $1.6 \cdot 10^5$ with increasing electron concentration in the c -band.

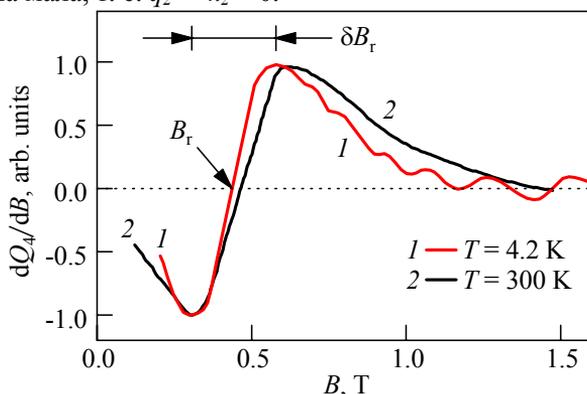
Key words: spin-cyclotron resonance; liquid helium temperature; acoustic phonon; c -band electron energy levels in magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] описаны результаты измерений ядерного магнитного резонанса легированного теллуром антимионида индия на радиоспектрометре с рабочей частотой $f_{\text{rf}} = \omega_{\text{rf}}/2\pi = 10$ МГц в магнитном поле с индукцией $B \leq 1.6$ Тл и частотой модуляции поля 70 Гц при температуре жидкого гелия [1] и при комнатной температуре [2]. Исследованы шесть образцов n -InSb:Te приблизительно одинаковой формы и объема с

концентрациями электронов от $n_1 = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (образец #1) до $n_6 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец #6) при комнатной температуре и только один образец из этих шести ($n_4 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; образец #4) исследован и при гелиевой температуре. Образцы в резонансе были ориентированы так, что сканирующее постоянное внешнее магнитное поле \mathbf{B} было направлено вдоль кристаллографического направления [211], а магнитная компонента переменного поля \mathbf{B}_1 — перпендикулярно. Объем каждого исследованного образца (с номерами $j = 1, \dots, 6$) был приблизительно равен 30 мм^3 . Записанные во время измерений сигналы на примере образца #4 показаны на рисунке.

В работе [3] предложена интерпретация результатов измерений магнитного резонанса на частоте $f_{\text{rf}} = 10 \text{ МГц}$ (модель спин-фононного резонанса) в легированных теллуром кристаллах антимонида индия n -типа при комнатной температуре [2]. Согласно модели [3], в условиях регистрации магнитного резонанса [2] электрон s -зоны поглощает поперечный оптический (ТО) фонон кристаллической матрицы InSb и квант энергии радиоволны с частотой $f_{\text{rf}} = 10 \text{ МГц}$. Это приводит к переходу электрона на более высокий уровень Ландау с переворотом его спина. При этом предполагалось, что квазиимпульс оптических фононов $q_{\text{оп}}$ равен нулю. Как показано в [4], вблизи резонансного поглощения электроном s -зоны ТО-фонона и кванта ультразвука, приводящего к перевороту спина электрона (см. также [5]), продольная (относительно направления силовых линий магнитного поля) компонента квазиволнового вектора ТО-фонона мала, т. е. $q_z \ll k_z \approx 0$.



Экспериментальный сигнал первой производной от добротности Q_4 катушки-резонатора, нагруженной образцом #4 с концентрацией электронов $n_4 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, по индукции сканирующего магнитного поля B при двух температурах (согласно [1, 2]).

Резонансному значению магнитной индукции B_r соответствует точка пересечения линии сигнала с прямой $dQ_4/dB = 0$

Однако заметим, что вероятность поглощения оптического фонона электроном s -зоны, согласно [6], пропорциональна $\exp(-\hbar \langle \omega_{\text{оп}} \rangle / k_B T)$, где $\hbar = h/2\pi$ — приведенная постоянная Планка, $\langle \omega_{\text{оп}} \rangle$ — средняя по зоне Бриллюэна угловая частота оптического фонона, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура; $\hbar \langle \omega_{\text{оп}} \rangle / k_B \approx 265 \text{ К}$, и при понижении температуры до $T = 4.2 \text{ К}$ вероятность поглощения оптического фонона становится пренебрежимо малой. Поэтому результаты модели [3] не могут быть применимы напрямую для области гелиевых температур.

В отличие от случая измерений магнитного резонанса при $T \approx 300 \text{ К}$, для температуры $T = 4.2 \text{ К}$ магнитные поля с индукцией $B = 0.17\text{--}1.6 \text{ Тл}$ для кристаллов InSb яв-

ляются квантуемыми, т. е. выполняются условия $E_F(B) \gg \hbar\omega_c \gg k_B T$, где $E_F(B)$ — уровень Ферми, положение которого зависит от индукции внешнего магнитного поля, $\hbar\omega_c$ — циклотронная энергия, $k_B T$ — тепловая энергия. Следовательно, плотность состояний электрона в c -зоне в таком магнитном поле имеет особенности при значениях энергии, совпадающих с положением дна c -зоны и зеемановских (спиновых) подуровней уровней Ландау (см., например, [7–9]). Поэтому переходы между уровнями Ландау будут резонансными тогда и только тогда, когда начальное и конечное состояния электрона c -зоны находятся вблизи дна уровня Ландау, т. е. происходит прямой переход из центра зоны Бриллюэна ($k_z \approx 0$). Следовательно, такой переход либо не требует взаимодействия с фононом, либо происходит с участием акустического или оптического фонона с нулевой z -компонентой квазиволнового вектора. Для рассматриваемого уровня легирования кристаллов n -InSb:Te полагаем, что поглощение одновременно двух и более фононов, у которых сумма z -компонент равна нулю, маловероятно.

Цель работы — предложить механизм резонансного поглощения радиоволн с частотой $\omega_{rf}/2\pi = 10$ МГц электронами c -зоны в кристаллах n -InSb:Te, а также найти зависимость положения и ширины резонансных линий от концентрации электронов в области температур жидкого гелия.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Введем прямоугольную декартову систему координат, связанную с исследуемым образцом так, что кристаллографическое направление [211] n -InSb:Te и, следовательно, магнитная индукция внешнего поля \mathbf{B} параллельны оси z , а магнитная компонента переменного поля \mathbf{B}_1 — оси x .

Запишем закон сохранения энергии, учитывающий изменение энергии электрона c -зоны посредством поглощения им фонона и квантов энергии радиочастотного диапазона:

$$\frac{\hbar^2}{2m} [(k_{2x}^2 + k_{2y}^2 + k_{2z}^2) - (k_{1x}^2 + k_{1y}^2 + k_{1z}^2)] = E_{ph}(q) + N_{rf} \hbar\omega_{rf}, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}_1 = (k_{1x}, k_{1y}, k_{1z})$ и $\mathbf{k}_2 = (k_{2x}, k_{2y}, k_{2z})$ — квазиволновые векторы электрона c -зоны до (индекс 1) и после (индекс 2) поглощения им фонона с модулем квазиволнового вектора фонона $q = |\mathbf{q}|$ и радиоквантов с частотой $f_{rf} = 10$ МГц; m — изотропная эффективная масса электрона; $E_{ph}(q)$ — энергия поглощенного фонона; N_{rf} — число поглощенных квантов энергии радиоволны; $\hbar\omega_{rf}$ — квант энергии сигнальной (детектирующей резонанс) радиоволны с угловой частотой $\omega_{rf} = 2\pi f_{rf}$.

Переход электрона c -зоны одновременно между уровнями Ландау и зеемановскими подуровнями (влияние постоянного магнитного поля) связан с изменением (квази)волнового вектора электрона в плоскости $k_x k_y$, не изменяя z -компоненты вектора \mathbf{k} . Изменение энергии электрона c -зоны при таком резонансном переходе равно

$$\frac{\hbar^2}{2m} [(k_{2x}^2 + k_{2y}^2) - (k_{1x}^2 + k_{1y}^2)] = (\zeta_f - \zeta_i) \hbar\omega_{cr} + |g_n| \mu_B B_r, \quad (2)$$

где ζ_i и ζ_f — номера уровней Ландау до (индекс i) и после (индекс f) перехода электрона между ними ($\zeta_f > \zeta_i$); $\omega_{cr} = eB_r/m$ — циклотронная угловая частота при магнитном резонансе ($B = B_r$); $|g_n| \mu_B B_r$ — энергия зеемановского расщепления каждого из уровней Ландау; g_n — g -фактор электрона c -зоны; μ_B — магнетон Бора.

Отметим, что электрон c -зоны переходит между соседними уровнями Ландау под действием электрической компоненты радиочастотного поля, а переворот спина (переход между зеемановскими подуровнями) происходит под действием магнитной компоненты этого поля.

Дополнительное [к соотношению (2)] условие на квазиволновой вектор фононов, участвующих в формировании сигнала магнитного резонанса, накладывает закон сохранения z -компоненты волнового вектора электрона c -зоны [10]:

$$k_{2z} = k_{1z} + q_z = k_{1z} + q \cos \theta, \quad (3)$$

где q_z — z -компонента квазиволнового вектора фонона; $q^2 \approx q_x^2 + q_y^2 + q_z^2$; $0 \leq \theta \leq \pi$ — угол между направлением квазиволнового вектора фонона \mathbf{q} и силовых линий постоянного магнитного поля \mathbf{B} .

Если фононы движутся под произвольными углами θ по отношению к движению электронов вдоль сканирующего магнитного поля \mathbf{B} , то плотность распределения угла между волновым вектором электрона \mathbf{k}_1 и фонона $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$ по [11, 12] есть $\sin(\theta)/2$. Усреднение соотношения (3) по углу θ дает:

$$k_{2z} = k_{1z} + \langle q_z \rangle = k_{1z} + \frac{q}{2} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d\theta = k_{1z}. \quad (4)$$

Итак, для резонансного характера поглощения радиоволны с частотой $f_{\text{rf}} = 10$ МГц необходимо, согласно (4), чтобы среднее значение z -компоненты квазиволнового вектора фонона $\langle q_z \rangle \approx 0$, что согласуется с расчетами из [4, 6]. Тогда $k_{2z} \approx k_{1z}$, и выражение (1) с учетом (2) и (4) упрощается:

$$|g_n| \mu_B B_T + (\zeta_f - \zeta_i) \hbar \omega_{\text{cr}} = \langle E_{\text{ph}}(q) \rangle + N_{\text{rf}} \hbar \omega_{\text{rf}}, \quad (5)$$

где $q^2 \approx q_x^2 + q_y^2$ — квадрат длины квазиволнового вектора фонона.

Из (5) следует, что переход электрона между уровнями Ландау с переворотом спина происходит: 1) либо с поглощением оптического фонона (ор) со средней энергией $\langle E_{\text{ph}}^{(\text{op})} \rangle$ при $q \ll k_t = \sqrt{3mk_B T}/\hbar$ из центра зоны Бриллюэна кристалла InSb, где k_t — волновое число электрона для температуры $T = 300$ К; 2) либо с поглощением двух или более акустических фононов (ас) со средней энергией $\langle E_{\text{ph}}^{(\text{ac})} \rangle$ и равным нулю их суммарным квазиимпульсом; 3) либо без участия фононов.

Поскольку вероятность поглощения как оптического фонона, так и двух или более акустических фононов с равным нулю суммарным квазиимпульсом в кристаллах n -InSb:Te при температуре жидкого гелия ничтожно мала, то в переходах электрона c -зоны между уровнями Ландау фононы не участвуют. Также используем приближение $\zeta_f - \zeta_i = 1$ (переходы электрона между соседними уровнями Ландау с переворотом его спина при числе N_{rf} квантов радиочастотного измерительного сигнала). Тогда формула (5) принимает вид:

$$|g_n| \mu_B B_T + \hbar \omega_{\text{cr}} = N_{\text{rf}} \hbar \omega_{\text{rf}}. \quad (6)$$

Фактически это означает, что наблюдаемое резонансное поглощение электромагнитного излучения с частотой $f_{\text{rf}} = \omega_{\text{rf}}/2\pi = 10$ МГц полупроводниковым кристаллом n -InSb с концентрацией электронов в c -зоне $n_4 = 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ в постоянном магнитном поле при температуре жидкого гелия обусловлено поглощением квантов этого излучения в количестве N_{rf} , приводящем к переходу электрона c -зоны между уровнями Ландау с переворотом его спина. При этом положение уровня Ферми должно совпа-

дать с дном одного из уровней Ландау. Это явление назовем спин-циклотронным резонансом.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Оценим по формуле (6) число поглощенных квантов N_{rf} с энергией $\hbar\omega_{\text{cr}}$ в случае равенства магнитной индукции экспериментально наблюдаемому положению центра линии поглощения радиоизлучения (резонансной магнитной индукции), т. е. при $B = B_r$. Значения B_r для образцов #1–#3, #5, #6 при $T = 4.2$ К рассчитаны путем умножения значений B_r при $T = 300$ К на отношение экспериментально полученного значения B_r при $T = 4.2$ К к соответствующему значению величины B_r при $T = 300$ К для образца #4, для которого имеются экспериментальные данные B_r при температурах как 4.2 К, так и 300 К. Для образца #4 отношение B_r при $T = 4.2$ К к B_r при $T = 300$ К равно 0.94. Учтем также аппроксимации зависимости эффективной массы электрона c -зоны $m(n)$ (при $T = 77$ К) и его g -фактора $g_n(n)$ (при $T = 300$ К) от концентрации электронов в c -зоне в виде (см. [3, 13]):

$$m(n) = m_n [1 + 2.6 \cdot 10^{-2} (n/n_*)^{0.3}], \quad (7)$$

где $m_n = 0.0136m_0$, m_0 — масса электрона в вакууме; $n_* = 3.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ — подгоночный параметр, $[n] = \text{см}^{-3}$;

$$g_n(n) = 191 - 35.3 \lg(n/\text{см}^{-3}) + 1.283 \lg^2(n/\text{см}^{-3}). \quad (8)$$

Результаты вычислений числа поглощенных квантов N_{rf} по формуле (6) с учетом соотношений (7) и (8) представлены в таблице. Видно, что при увеличении концентрации электронов в c -зоне от $6 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для выполнения закона сохранения энергии (6) при переходе электрона c -зоны между соседними уровнями Ландау с переворотом его спина необходимо поглощение квантов электромагнитного излучения в количестве $N_{\text{rf}} \approx 3.9 \cdot 10^4 - 1.6 \cdot 10^5$.

Оценка числа поглощенных квантов N_{rf} по формуле (6) с учетом аппроксимаций (7), (8)

j	$n, \text{ см}^{-3}$	$B_r, \text{ Тл}$ ($T = 4.2 \text{ К}$)	$ g_n \mu_B B_r,$ мэВ	$\hbar\omega_{\text{cr}}, \text{ мэВ}$	$\delta B_r, \text{ Тл}$	$N_{\text{rf}}/10^5$
1	$6 \cdot 10^{15}$	0.17	0.46	1.32	0.13	0.39
2	$1 \cdot 10^{16}$	0.20	0.53	1.51	0.17	0.45
3	$5.8 \cdot 10^{16}$	0.36	0.84	2.34	0.25	0.62
4	$1 \cdot 10^{17}$	0.44	0.97	2.64	0.31	0.77
5	$9 \cdot 10^{17}$	0.94	1.59	3.60	0.61	1.29
6	$5 \cdot 10^{18}$	1.60	1.90	3.51	1.34	1.60

Примечание: n — концентрация электронов c -зоны, B_r — индукция магнитного поля, соответствующая спин-циклотронному резонансу (центру линии поглощения электромагнитного излучения). Циклотронная угловая частота $\omega_{\text{cr}} = eB_r/m$ и энергия зеемановского расщепления уровней Ландау $|g_n| \mu_B B_r$ рассчитаны при $B = B_r$ с учетом выражений (7) и (8) соответственно, δB_r — ширина линии сигнала поглощения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что из-за практически нулевой вероятности поглощения оптических фононов при температурах жидкого гелия результаты модели [3] не могут быть применимы напрямую для интерпретации результатов измерений магнитного резонанса в кристаллах n -InSb:Te при $T = 4.2$ К. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных при низких температурах предложена модель спин-циклотронного резонанса, согласно которой электрон c -зоны поглощает N_{rf} квантов радиоволны с частотой 10 МГц (энергия кванта $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ мэВ), что приводит к переходу электрона на более высокий уровень Ландау с переворотом его спина (иначе «подъем с переворотом»). Заметим, что для выполнения закона сохранения энергии при переходе электрона c -зоны между уровнями Ландау с переворотом спина необходимо поглощение $3.9 \cdot 10^4$ – $1.6 \cdot 10^5$ квантов электромагнитного излучения с этой частотой при увеличении концентрации электронов от $6 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФМ-054) и ГПНИ «Конвергенция-2025» Республики Беларусь.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Кондратьев, М.В. Резонансное поглощение электромагнитной волны в InSb n -типа / М.В. Кондратьев // ФТТ. – 1977. – Т. 19, № 2. – С. 616–617.
2. Кондратьев, М.В. Резонансное поглощение электромагнитной волны в примесных полупроводниках / М.В. Кондратьев // Физика и техника полупроводников. – 1986. – Т. 20, № 8. – С. 1485–1487.
3. Поклонский, Н.А. Спин-фононный магнитный резонанс электронов проводимости в кристаллах антимонида индия / Н.А. Поклонский, А.Н. Деревяго, С.А. Вырко // ЖПС. – 2020. – Т. 87, № 4. – С. 595–604.
4. Маргулис, В.А. Спин-магнетофононный резонанс в поглощении звука в полупроводниках / В.А. Маргулис // ФТТ. – 1981. – Т. 23, № 3. – С. 897–899.
5. Павлов, С.Т. Переворачивающее спин взаимодействие электронов с оптическими фононами в полупроводниках / С.Т. Павлов, Ю.А. Фирсов // ФТТ. – Т. 7, № 9. – С. 2634–2647.
6. Магнитофононный резонанс в полупроводниках / Р.В. Парфеньев [и др.] // УФН. – 1974. – Т. 112, № 1. – С. 3–36.
7. Брандт, Н.Б. Эффект Шубникова – де Газа и его применение для исследования энергетического спектра металлов, полуметаллов и полупроводников / Н.Б. Брандт, С.М. Чуудинов // УФН. – 1982. – Т. 137, № 3. – С. 479–499.
8. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение / под ред. Ф. Херлаха. – М.: Мир, 1988. – 456 с.
9. Поклонский, Н.А. Физика полупроводниковых систем / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, О.Н. Поклонская. – Минск: Беларуская наука, 2023. – 311 с.
10. В.К. Ridley. Quantum process in semiconductors / В.К. Ridley. – Oxford: University Press, 2013. – xviii+430 p.
11. Mathai, A.M. Probability and statistics: a course for physicists and engineers / A.M. Mathai, H.J. Haubold. – Berlin: De Gruyter, 2018. – xxii+582 p.
12. Агекян, Т.Л. Теория вероятностей для астрономов и физиков / Т.Л. Агекян. – М.: Наука, 1974. – 264 с.
13. Поклонский, Н.А. Квазиклассическая модель статической электропроводности сильно легированных вырожденных полупроводников при низких температурах / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Н. Деревяго // ФТП. – 2018. – Т. 52, № 6. – С. 544–553.