

05

Намагниченность и диамагнетизм продольного автосолитона в p -InSb во внешнем продольном магнитном поле

© И.К. Камиллов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН,
Махачкала, Россия

E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 27 мая 2015 г.)

В окончательной редакции 22 декабря 2015 г.)

Экспериментально показано, что продольный термодиффузионный автосолитон, сформированный в неравновесной электронно-дырочной плазме в p -InSb, во внешнем продольном магнитном поле приобретает диамагнитные свойства. Предлагается расчет и численные оценки диамагнетизма.

Известно [1], все вещества являются магнетиками. В природе наблюдается очень большое их разнообразие. Основной вклад в магнетизм вещества вносят элементарные частицы — электроны, проявляя собственные результирующие магнитные моменты — спиновые, орбитальные. Во внешнем магнитном поле спиновые магнитные моменты ориентируются в направлении поля, создавая парамагнитную намагниченность, в то время как орбитальные магнитные моменты ориентируются против поля, создавая диамагнитную намагниченность. Что касается антимонида индия, то его можно отнести к слабо магнитным веществам.

Проведенные исследования образцов компенсированных хромом антимонида индия с концентрацией носителей $p \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ в сильном электрическом поле показали [2,3], что образцы становятся стабильно высокопроводящими вследствие появления автосолитонов (АС), сформированных в неравновесной и возбужденной электронно-дырочной плазме (ЭДП), образованной джоулевым разогревом в электрическом поле. АС — стационарное уединенное собственное устойчивое состояние системы — в нашем случае, неравновесных носителей в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Другими словами, АС представляет собой локализованные области экстремальных концентраций носителей заряда и их температуры. Обнаружены и исследованы АС еще раньше и в других материалах. ЭДП, созданная ударной ионизацией, инжекцией или бегущими доменами Ганна в тонких пленках GaAs, расслаивается на шнуры тока и домены электрического поля [4–7]; в разогретой электрическим полем фотогенерируемой ЭДП в n -Ge [8] обнаружены движущиеся вдоль образца АС; в [9,10] исследованы пространственно-временные структуры в виде статических и пульсирующих токовых шнуров в кремниевых p - i - n -диодах. Интересующий нас продольный АС — шнур тока, реализуемый в p -InSb, представляет собой микролокализованную область повышенной концентрации носителей и их пониженной температуры (холодный АС) [11]. Оценка концентрации носителей АС $n_{\text{АС}}$ исследуемых образцов дает значение $n_{\text{АС}} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, в то время,

как исходная удельная концентрация носителей заряда в самом образце составляет $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Указанные обстоятельства позволяют считать, что проводимость и все электрические физические свойства образца можно заменить, скорее всего, проводимостью АС и его поведением при внешнем воздействии на него. Вследствие того, что в холодном АС [11] концентрация носителей в центре намного выше, чем на периферии, будет происходить диффузионный отток носителей из центра АС на периферию. Так как подвижность электронов значительно превышает подвижность дырок $\mu_e \approx 100\mu_p$ [12], появится диффузионный поток электронов от центра АС к периферии, а область вдоль центральной оси АС окажется с избытком дырок. Во внешнем продольном магнитном поле электроны этого потока начнут вращаться по спирали вокруг центральной области, обогащенной дырками, вместе с которыми электроны участвуют одновременно в амбиполярном дрейфе в электрическом поле, приложенном к образцу. Если рассматривать каждый виток этой спирали как орбиту движения электрона вокруг положительно заряженного центра, то мы можем уподобить указанную орбиту орбите движения электрона в атоме. Все орбиты в АС в продольном магнитном поле взаимно параллельны, лежат в плоскости, перпендикулярной направлению тока и магнитного поля. Обладая орбитальным магнитным моментом, витки определяют суммарный магнитный момент АС $M_{\text{АС}}$. Резюмируя сказанное, можно заключить, что продольный АС становится диамагнетиком во внешнем продольном магнитном поле. Экспериментальные исследования поведения тока АС в компенсированном хромом p -InSb при воздействии на образец продольного магнитного поля показали, рис. 1, что вольт-амперные характеристики (ВАХ), отображающие процесс формирования АС и изменение его тока с ростом электрического поля, отличаются от ВАХ, полученных уже при воздействии внешнего продольного магнитного поля. Изменение тока АС на ВАХ в магнитном поле происходит при меньших значениях, чем в отсутствие магнитного поля. С повышением магнитного поля отличие изменений тока на ВАХ усиливается рис. 1. Как видно из рис. 1, изме-

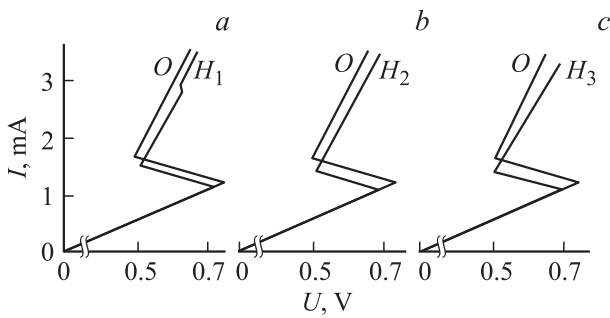


Рис. 1. Динамические вольт-амперные характеристики образца *p*-InSb при фиксированных значениях приложенного продольного магнитного поля, 10^4 А/м: *a* — $H_1 = 2.4$, *b* — $H_2 = 3.7$, *c* — $H_3 = 6.2$.

нение проводимости образца в продольном магнитном поле не происходит на омическом участке, т.е. когда АС в образце еще отсутствует. При наличии же АС в образце (нелинейный участок ВАХ) наблюдаемое изменение проводимости образца или тока АС при воздействии продольного магнитного поля связано с изменением либо концентрации носителей заряда АС, либо подвижности этих носителей. Уменьшение тока продольного АС с ростом продольного магнитного поля вызвано, с одной стороны, уменьшением подвижности из-за искривления траекторий радиально движущихся электронов, с другой стороны, уменьшением подвижности согласно соотношению $\mu \sim 1/n$ для уплотняющейся и без того плотной исходной плазмы в результате сжатия шнура тока в продольном магнитном поле. При этом концентрация носителей заряда в АС не меняется, меняется удельная концентрация носителей в АС из-за изменения поперечного размера АС.

В работе [13] сообщается, что при приложении поперечного магнитного поля к образцу *p*-InSb, где реализован продольный АС, станет возможным движение этого АС в направлении силы Лоренца. В работах [14,15] экспериментально показано, что сформированный в неравновесной ЭДП в *p*-InSb продольный АС при воздействии поперечного магнитного поля движется в направлении периферии образца. С другой стороны также экспериментально показано [16], что движение шнура тока в образцах, которое осуществляется в поперечном магнитном поле, при одновременном воздействии продольным магнитным полем не происходит. Иначе говоря, появляющийся гальваномагнитный эффект Эттингсгаузена в продольном АС в поперечном магнитном поле, стимулирующий движение АС в образце, полностью блокируется диамагнетизмом, появляющемся в АС во внешнем продольном магнитном поле.

На рис. 2 приведены зависимости трех разных токов продольного АС от поперечного магнитного поля H_{\perp} гаусс-амперная характеристика ($GA_{H_{\perp}}$) в отсутствие (кривые линии) и присутствии (прямые линии) продольного магнитного поля.

Из экспериментальных результатов, отображенных на этом рисунке, следует, что ток продольного АС в поперечном магнитном поле не изменяется при одновременном воздействии продольным магнитным полем постоянной величины. В отсутствие же продольного магнитного поля влияние поперечного магнитного поля на ток продольного АС значительно с присущими этому влиянию особенностями, показанными в работах [14,16].

На рис. 3 представлена динамическая $GA_{H_{\perp}}$ — зависимость тока АС в поперечном магнитном поле заданного значения $I_{H_{\perp}}$ ($H_{\perp} = \text{const}$) с изменением величины продольного магнитного поля. Как видно из этого рисунка, $I_{H_{\perp}}$ с ростом продольного магнитного поля сначала плавно повышается (участок *OA*). Затем происходит резкий скачок (участок *AB*) этого тока с последующим переходом на насыщение и даже спад (участок *CD*). Участок *OA* свидетельствует о линейном замедлении движения АС в поперечном магнитном поле. Участок *AB* — крутой положительный скачок тока указывает на резкое торможение и прекращение движения шнура тока. Участок *BD* показывает, что изменение тока АС происходит под влиянием только продольного магнитного поля, хотя поперечное магнитное поле при этом присутствует.

Наблюдаемый эффект осуществляется в результате одновременной реализации двух явлений, рассмотрен-

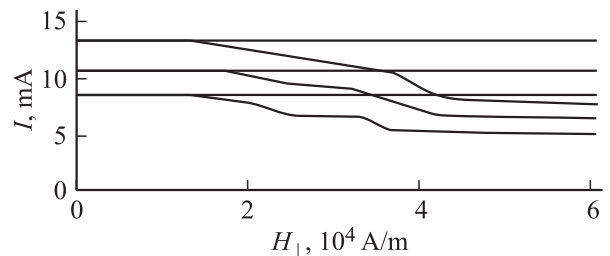


Рис. 2. Гаусс-амперные характеристики разных токов продольного автосолитона в поперечном магнитном поле в отсутствие (кривые линии) и в присутствии (прямые линии) продольного магнитного поля $H_{\parallel} = 7.2 \cdot 10^4$ А/м = const.

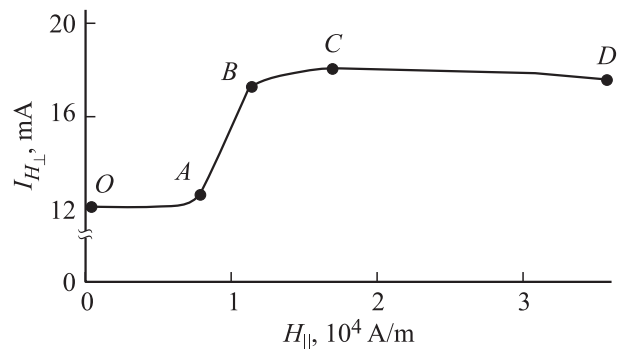


Рис. 3. Зависимость тока продольного автосолитона в поперечном магнитном поле $I_{H_{\perp}}$ от продольного магнитного поля H_{\parallel} .

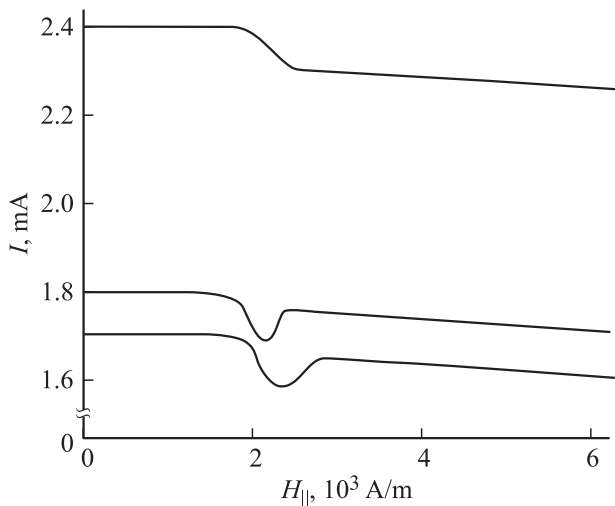


Рис. 4. Гаусс-амперные характеристики разных токов продольного автосолитона в продольном магнитном поле.

ных в работах [13,14,17]. Как показано в работах [13,14], шнур тока — продольный АС под действием поперечного магнитного поля вследствие эффекта Эттингсгаузена приобретает градиент температуры в направлении силы Лоренца. Именно этот градиент температуры и обеспечивает перемещение АС в направлении периферии образца, отличающейся пониженной температурой. В зависимости от поперечных размеров образца АС достигает границы образца или той области, где температура такова, что продольный АС исчезает. Экспериментально наблюдается резкое понижение тока или неустойчивости тока продольного АС. С другой стороны, в продольном магнитном поле продольный АС — шнур тока становится диамагнетиком, т.е. представляет собой цилиндр, состоящий из спиралей траекторий движущихся вокруг обогащенной дырками области электронов, создающих собственное магнитное поле [17]. Вращающиеся электроны способны переносить тепло от горячего фронта шнура тока к холодному. И чем больше продольное магнитное поле, тем быстрее вращаются электроны, тем значительнее происходит перенос тепла. В результате перепад температур фронтов шнура тока, обеспечивающий движение шнура, сглаживается, от чего скорость шнура замедляется. При некоторой достаточной величине продольного магнитного поля градиент температуры в шнуре тока исчезает и, как следствие, шнур тока перестанет смещаться, хотя прежде поперечное магнитное поле присутствует. Таким образом, происходит блокировка эффекта Эттингсгаузена продольным магнитным полем.

Можно полагать, что продольный АС становится диамагнетиком в продольном магнитном поле, но такой минимальной величины H_0 , когда циклотронный радиус r закручивания электронов, диффундирующих в поперечном направлении относительно области, обогащенной дырками, станет равным диффузионной длине электро-

на L_e , т.е. $r = L_e = m_e v_d / \mu_0 e H_0$, $v_d = 2\pi L_e / \tau_e$. Получаем $\tau_e = 2\pi m_e / \mu_0 e H_0$, $f = \mu_0 e H_0 / 2\pi m_e$, где v_d — скорость диффузионного смещения электронов, τ_e — время одного оборота электрона по орбите или время жизни электрона, f — частота вращения электрона по орбите, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. При значении продольного магнитного поля $H_0 = 2\pi m_e / \mu_0 e \tau_e$ продольный АС представляет собой цилиндр, состоящий из спиралей траекторий вращающихся вокруг обогащенной дырками области электронов, создающих собственное магнитное поле. На рис. 4 представлены осциллограммы экспериментально полученных зависимостей, отличающихся исходными значениями токов АС от продольного магнитного поля, приложенного к образцу в виде импульса треугольной формы — динамические гаусс-амперные характеристики (ГАХ). Целью создания этих ГАХ является определение минимального магнитного поля H_0 , при котором АС становится диамагнетиком. Измерения этим и другими методами дали значение магнитного поля $H_0 \approx 2000$ А/м. Из известного выражения для $\tau = 2\pi m_e / \mu_0 e H_0$ получим величину времени жизни электрона АС $\tau_e = 4.3 \cdot 10^{-10}$ с. Этот результат близок к результатам, которые получены в [12]. Будем рассматривать каждый виток спирали как орбиту движения электрона в атоме. Все орбиты взаимно параллельны и перпендикулярны направлению внешнего магнитного поля. Обладая магнитным моментом M_e , витки определяют суммарный магнитный момент АС.

$$M_{AC} = \sum_{n=1}^n M_n = nM_e,$$

где M_e — магнитный момент витка, n — число витков. Магнитный момент электрона, вращающегося вокруг дырки с частотой f , будет $M_e = -I_e S = -efS$, где $S = \pi L_e^2$ — площадь витка, по которому движется электрон

$$M_e = -\mu_0 e^2 L_e^2 H_0 / 2m_e. \quad (1)$$

Направление магнитного момента одного из витков, образованных закручиванием радиально движущегося электрона в АС внешним продольным магнитным полем, показано на рис. 5. При направлении внешнего магнитного поля H_0 , указанного на рис. 5, а, сила Лоренца направлена согласно правилу левой руки так, что круговой ток, обусловленный вращением электрона, течет по часовой стрелке, что в соответствии с правилом буравчика вызовет появление магнитного момента, противоположно направленного внешнему магнитному полю. С изменением направления внешнего магнитного поля H_0 на противоположное (рис. 5, б) направление магнитного момента витка также становится противоположным. Таким образом, направления наведенного магнитного момента M_e в АС и внешнего магнитного поля, как и следовало ожидать, противоположно направлены.

Вследствие разброса направлений диффундирующих электронов радиусы вращающихся электронов будут составлять $0 \leq r \leq L_e$. Заменим это неравенство понятием

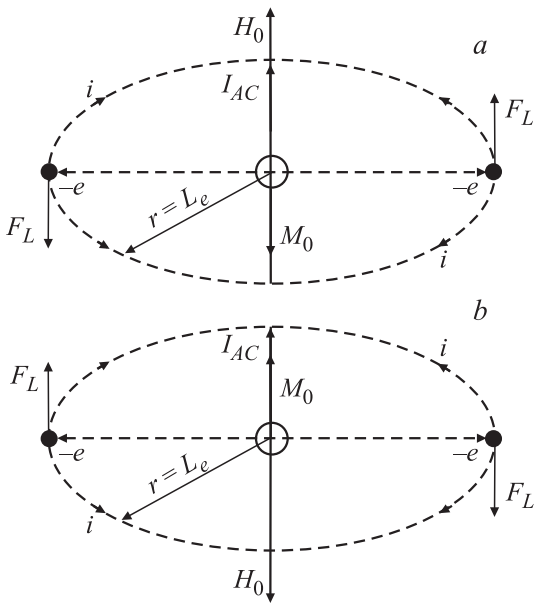


Рис. 5. Возникновение диамагнетизма в продольном автосолидоне во внешнем продольном магнитном поле H_0 .

среднего радиуса вращающихся электронов. Рассмотрим ячейку АС с размерами: радиус ячейки $r = L_e$, высота ячейки $h = L_e$. Объем ячейки (cell) будет $v_c = \pi L_e^3$. Число электронов в ячейке $n_c = n_e v = \pi L_e^3 n_e$, n_e — удельная концентрация электронов в АС. Единичный радиус вращающегося электрона в этой ячейке равен $r_k = L_e \cos \alpha_k$, где α_k — угол между направлением диффундирующих электронов и плоскостью, перпендикулярной направлению тока АС. Число витков k , по которым вращаются электроны, можно принять равным числу электронов, поскольку все равно учитывается число электронов независимо от числа орбит, т.е. $k = n_e$, $\alpha_k = m(\pi/2k)$, где m — номер направления от 0 до k , $\sum_{m=0}^k m(\pi/2k) = \pi/2$. Усредненный радиус будет $\bar{r} = (\sum r_k)/k = L_e [\sum_{m=0}^k \cos m(\pi/2k)]/k$. Численные расчеты $[\sum_{m=0}^k \cos m(\pi/2k)]/k$ дают значение 0.637, откуда $\bar{r} = 0.637 L_e$. Магнитный момент вращающихся электронов рассмотренной ячейки составит

$$M_c = M_e n_c = -(\mu_0 e^2 \bar{r}^2 H_0 / 2m_e) \cdot \pi L_e^3 n_e = -0.2 \pi \mu_0 e^2 L_e^5 n_e H_0 / m_e.$$

Магнитный момент вращающихся электронов всего АС будет

$$M_{AC} = M_c \cdot (l/L) = -0.2 \pi \mu_0 e^2 L_e^4 l n_e H_0 / m_e. \quad (2)$$

Намагниченность J_0 АС при этом будет

$$J_0 = M_{AC} / v = M_{AC} / \pi L_e^2 l = -0.2 \mu_0 e^2 L_e^2 n_e H_0 / m_e = -0.2 \alpha H_0, \quad (3)$$

где $\alpha = \mu_0 e^2 L_e^2 n_e / m_e$.

Магнитная индукция АС станет

$$B_0 = H_0 + J_0 = (1 - 0.2\alpha)H_0. \quad (4)$$

Примем $1 - 0.2\alpha = \mu_{AC}$, где μ_{AC} — магнитная проницаемость АС. Запишем $B_0 = \mu_{AC} \cdot H_0$.

Добавочный диамагнитный момент электрона, появляющийся при наложении внешнего магнитного поля на уже вращающиеся электроны будет [18]

$$M_e^d = -\mu_0 e^2 r^2 B_0 / 4m_e. \quad (5)$$

В случае $H = H_0$ $r = L_e$. Однако, вследствие разброса направлений диффундирующих электронов радиусы вращающихся электронов будут составлять $r_k = L_e \cos \alpha_k$. Так как изменение угловой частоты обращения электрона по орбите одинаково для всех электронов независимо от радиуса их орбит и линейных скоростей движения, то можно воспользоваться понятием усредненного радиуса. Следуя прежним рассуждениям и принимая во внимание единичную ячейку с размерами: высота $h = L_e$, площадь $S = \pi L_e^2$, заменим r_k на усредненный радиус $\bar{r} = 0.637 L_e$. Получим:

$$M_c^d = -0.4 \mu_0 e^2 L_e^2 n_c B_0 / 4m_e = (-0.4 \mu_0 e^2 L_e^2 B_0 / 4m_e) \pi L_e^3 n_e = -0.1 \pi \mu_0 e^2 n_e L_e^5 B_0 / m_e.$$

Диамагнитный момент вращающихся электронов всего АС будет

$$M_{AC}^d = M_c^d \cdot (l/L_e) = -0.1 \pi \mu_0 e^2 L_e^4 l n_e B_0 / m_e. \quad (6)$$

Найдем диамагнитный момент единицы объема АС, т.е. диамагнитную намагниченность J_d АС. Он станет равным частному от деления наведенного диамагнитного момента всего АС на объем АС $v = \pi L_e^2 l$

$$J_d = M_{AC}^d / v = -0.1 \mu_0 e^2 L_e^2 n_e B_0 / m_e = -0.1 \alpha B_0. \quad (7)$$

Магнитная восприимчивость для диамагнитного эффекта АС определяется выражением

$$\chi_d = J_d / B_0 = -0.1 \alpha. \quad (8)$$

С самого начала изложения мы предположили, что физическая природа диамагнетизма АС подобна природе диамагнетизма атома, как системы электронов, движущихся вокруг ядра по определенным замкнутым траекториям — орбитам. Для простоты обычно предполагается, что по орбите движется один электрон, обладающий угловой скоростью $\omega = 2\pi f$. Если на движущийся по орбите электрон накладывается магнитное поле, то меняется угловая скорость, а радиус орбиты остается неизменным. Изменение угловой скорости как раз и приводит к возникновению диамагнитного момента M_d и обуславливает всегда отрицательную восприимчивость.

Мы получили выражения для магнитного момента АС (2), намагниченности АС (3), диамагнитного момента АС (6), диамагнитной намагниченности (7) и

диамагнитной восприимчивости АС (8) в продольном магнитном поле при таком его значении H_0 , когда циклотронный радиус закручивания электронов становится равным диффузионной длине L_e и виток вращающихся электронов представляет собой замкнутый цикл. С ростом напряженности продольного магнитного поля ларморовский радиус вращения электронов будет уменьшаться. Можно найти такую величину магнитного поля H_2 , при которой получим уже два замкнутых цикла при диффузионной длине электрона L_e за время жизни электрона τ_e : $2\pi L_e = 2\pi r_2 + 2\pi r_2$, откуда $r_2 = L_e/2$. Известно, что $r_2 = m_e v_d / eH$, $v_d = 4\pi r_2 / \tau_e = 4\pi L_e / 2\tau_e$. Из условия замкнутости цикла: $r_2 = 4\pi m_e r_2 / e\tau H_2$, $H_2 = 4\pi m_e / e\tau_e = 2H_0$. Запишем выражение (1) при значении напряженности магнитного поля $H_2 = 2H_0$, когда $L_e = 2r_2$:

$$M_e = -\mu_0 e^2 r_2^2 H_2 / 4m_e = -\mu_0 e^2 (L_e^2 / 2^2) \cdot 2H_0 / 4m_e \\ = -\mu_0 e^2 L_e^2 2H_0 / 2^2 4m_e.$$

Если повышать дальше напряженность продольного магнитного поля, то появятся три цикла, четыре и т.д. n циклов вращения электронов в АС и соответственно получим

$$M_{en} = -\mu_0 e^2 L_e^2 n H_0 / n^2 \cdot 4m_e = -\mu_0 e^2 L_e^2 H_0^2 / H_n \cdot 4m_e. \quad (1')$$

При этом значения напряженностей магнитного поля будут: $H_n = nH_0$, $n = 1, 2, 3 \dots n$. Выражение для M_{ACn} соответственно получим

$$M_{ACn} = -0.2\pi\mu_0 e^2 L_e^4 l n_e H_n / n^2 m_e \\ = -0.2\pi\mu_0 e^2 L_e^4 l n_e H_0^2 / H_n m_e \\ = (-0.2\pi\mu_0 e^2 L_e^4 l n_e H_0^2 / H_n^2 / m_e) H_n. \quad (2')$$

Намагниченность АС при этом окажется равной

$$J_n = M_{ACn} / v = -0.2\mu_0 e^2 L_e^2 n_e H_0^2 / H_n m_e \\ = -0.2\alpha H_0^2 / H_n = (-0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) \cdot H_n. \quad (3')$$

Магнитная индукция в этом случае запишется в виде

$$B_n = H_n + J_n = (1 - 0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) H_n = \mu_{ACn} H_n, \quad (4')$$

где $\mu_{ACn} = 1 - 0.2\alpha H_0^2 / H_n^2$. Диамагнитный момент электрона в АС при $H = H_n$ запишем

$$M_{en}^d = -\mu_0 e^2 (L_e / n)^2 B_n / 4m_e, \quad (5') \\ M_{cn}^d = -0.4\mu_0 e^2 (L_e / n)^2 n_c B_n / 4m_e \\ = -0.1\mu_0 e^2 L_e^2 \cdot \pi L_e^3 n_e B_n / n^2 m_e \\ = -0.1\pi\mu_0 e^2 L_e^5 n_e B_n / n^2 m_e.$$

Диамагнитный момент всего АС при $H = H_n$ получает выражение

$$M_{ACn}^d = M_{cn}^d \cdot l / L_e = -0.1\pi\mu_0 e^2 L_e^4 l n_e B_n / n^2 m_e. \quad (6')$$

Диамагнитная намагниченность при этом станет:

$$J_n^d = M_{ACn}^d / \pi L_e^2 l \\ = -0.1\mu_0 e^2 L_e^2 n_e B_n / n^2 m_e = -0.1\alpha \cdot B_n / n^2 \quad (7')$$

Диамагнитная восприимчивость в этом случае определяется выражением

$$\chi_n = J_n^d / B_n = -0.1\alpha / n^2. \quad (8')$$

Для каждого АС n_e является конкретной величиной. Удельную концентрацию носителей в продольном АС можно определить из $n_{AC} = I_{AC} l / S e \mu_a V$ ($I_{AC} = jS = S e n_{AC} \mu_a E$), где I_{AC} — ток АС, l — длина образца, $S = \pi L_e^2$ — площадь поперечного сечения АС, $V = lE$ — напряжение электрического поля, приложенного к образцу, μ_a — амбиполярная подвижность носителей заряда. $\mu_a = 2\mu_e (\mu_e + \mu_p)$, $\mu_e \approx 100\mu_p$, тогда $\mu_a = 2\mu_p$. Следовательно $n_{AC} = I_{AC} l / 2S e \mu_p V$. Удельная концентрация электронов, участвующих в проводимости АС, $n_e = n_{AC} / 2 = I_{AC} l / 4S e \mu_p V$. В соответствии с этим магнитный момент ячейки будет: $M_c = -\mu_0 e^2 L_e^3 I_{AC} H_0 / 20\mu_p V$. Магнитный момент вращающихся электронов всего АС будет

$$M_{AC} = M_c \cdot (l / L_e) = -\mu_0 e^2 L_e^2 I_{AC} H_0^2 / H_n 20m_e \mu_p V. \quad (2'')$$

Намагниченность АС в этом случае окажется равной

$$J_n = M_{AC} / v = -\mu_0 e l I_{AC} H_0^2 / H_n 20\pi m_e \mu_p V \\ = -0.2\mu_0 e l I_{AC} H_0^2 H_n 4\pi m_e \mu_p V. \quad (3'')$$

Если иметь в виду, что $n_e = I_{AC} l / 4S e \mu_p V$, предыдущее выражение можно представить в виде: $J_n = (-0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) H_n$, (3') где

$$\alpha = \mu_0 e I_{AC} l / 4\pi m_e \mu_p V = \mu_0 e^2 L_e^2 n_e / m_e.$$

Имеем: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m} / \text{c}^2$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $L_e = 10^{-3} \text{ cm} = 10^{-5} \text{ m}$, $l = 0.05 \text{ cm} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, $I_{AC} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ A}$, $m_e = 0.03 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $\mu_p = 1694 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s} = 0.1694 \text{ m}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$, $V = 0.97 \text{ V}$. Вычисления выражений для намагниченности АС J_n (3'), магнитной индукции АС B_n (4'), диамагнитной намагниченности J_n^d (7') и диамагнитной восприимчивости (8') дают следующие значения при $H_1 = H_0 = 2000 \text{ A/m}$ ($n = 1$). $J_1 = -6.2 \cdot 10^3 \text{ A/m}$, $B_1 = -4.8 \cdot 10^3 \text{ A/m}$, $J_1^d = 6.5 \cdot 10^3 \text{ A/m}$, $\chi_1 = -1.56$. Анализ выражения для магнитной индукции АС $B_0 = (1 - 0.2\alpha) H_0$ показывает, что магнитная индукция АС становится равной нулю при $n_e = 4.25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, т.е. величина наведенного магнитного поля в АС достигает значения внешнего магнитного поля H_0 . Следует заметить, однако, при такой концентрации электронов существование АС нереально. С ростом приложенного магнитного поля H_n намагниченность собственно АС J_n будет быстро понижаться ($\sim 1/n$), рис. 6, а, магнитная индукция АС

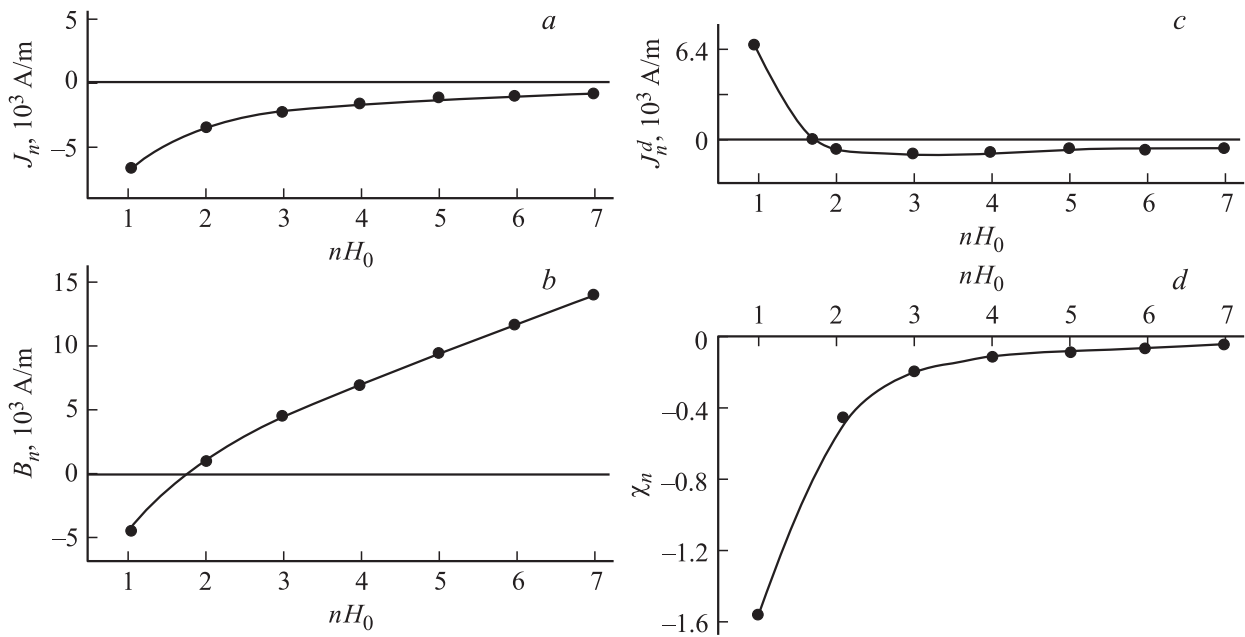


Рис. 6. Характеристики магнитных свойств продольного АС во внешнем продольном магнитном поле nH_0 ($H_0 = 2000$ А/м).

B_n сначала также понижается в области отрицательных величин, рис. 6, *b*, проходит нулевое значение при $n = 0.2\alpha$, когда магнитная проницаемость $\mu_{ACn} = 0$, и далее возрастает со значениями, близкими к H_n , так как $\mu_{ACn} \rightarrow 1$. Диамагнитная намагниченность АС J_n^d с ростом внешнего магнитного поля H_n сначала быстро уменьшается ($\sim 1/n^3$) в положительной области значений и стремится к нулю уже в отрицательной области ($\sim 1/n$), рис. 6, *c*. Полученная значительная величина диамагнитной восприимчивости АС ($\chi = -1.56$ при $H = H_0$) обусловлена большими размерами орбит ($r \sim 10^{-3}$ см), по которым вращаются электроны в данном продольном магнитном поле. Тем не менее, диамагнитная восприимчивость АС, зависящая от магнитного поля (8'), достаточно быстро падает ($\sim 1/n^2$) с ростом магнитного поля H_n , рис. 6, *d*. И при $H_n \approx 7.96 \cdot 10^5$ А/м становится сравнима с диамагнитной восприимчивостью ($\chi \sim 10^{-5}$) обычных магнетиков.

Таким образом, экспериментально показано, что продольный термодиффузионный АС, сформированный в неравновесной электронно-дырочной плазме в *p*-InSb, во внешнем продольном магнитном поле приобретает диамагнитные свойства. Посылкой для данного утверждения является то, что в термодиффузионном АС электроны вследствие большой подвижности относительно дырок диффундируют на значительное расстояние от оси шнура тока АС. В продольном магнитном поле эти электроны, приходя во вращение вокруг центральной области, обогащенной дырками, образуя замкнутую орбиту, создают магнитный момент M_e . Все орбиты взаимно параллельны и суммарно определяют общий магнитный момент всего АС $M = \Sigma M_e$.

Феноменологическое рассмотрение задачи позволило получить следующие выражения:

1. Намагниченность АС во внешнем магнитном поле

$$J_n = (-0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) \cdot H_n.$$

2. Магнитная индукция АС во внешнем магнитном поле

$$B_n = (1 - 0.2\alpha H_0^2 / H_n^2) H_n = \mu_{ACn} H_n.$$

3. Диамагнитная намагниченность АС во внешнем магнитном поле

$$J_n^d = -0.1\alpha \cdot B_n / n^2.$$

4. Диамагнитная восприимчивость АС во внешнем магнитном поле

$$\chi_n = J_n^d / B_n = -0.1\alpha / n^2,$$

где

$$\alpha = \mu_0 e^2 L_e^2 n_e / m_e = \mu_0 e I_{AC} l / 4\pi m_e \mu_p V.$$

Проведенный расчет диамагнитной восприимчивости χ_n и ее численная оценка дают значительную величину $\chi = -1.56$ при H_0 , обусловленную, в первую очередь, большими размерами орбит ($r \sim 10^{-3}$ см), по которым вращаются электроны в АС в продольном магнитном поле. Однако, с ростом внешнего магнитного поля H_n , радиусы орбит стремительно уменьшаются, что приводит к такому же понижению ($\sim 1/n^2$) диамагнитной восприимчивости.

Список литературы

- [1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [2] А.А. Степуренко. ФТП **28**, 402 (1994).
- [3] А.А. Степуренко. ФТП **30**, 76 (1996).
- [4] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма в ЖЭТФ **36**, 359 (1982).
- [5] В.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. ФТП **23**, 1378 (1989).
- [6] T. Hayashi, T. Morita, M. Fukaya, E. Hasegawa. Jpn. J. Appl. Phys. **13**, 10, 1667 (1974).
- [7] Б.С. Кернер, В.В. Осипов, М.Т. Романко, В.Ф. Синкевич. Письма в ЖЭТФ **44**, 2, 77 (1986).
- [8] М.Н. Винославский. ФТТ **31**, 315 (1989).
- [9] R. Symanczyk, E. Pieper, D. Jäger. Phys. Lett. A **143**, 337 (1990).
- [10] R. Symanczyk, S. Gaelings, D. Jäger. Phys. Lett. A, **160**, 397 (1991).
- [11] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП **36**, 187 (2002).
- [12] C. Hilsum, A.C. Rose-Innes. Semiconducting III–V Compounds., Pergamon Press. Oxford–London–N.Y.–Paris. (1961). 323 p.
- [13] А.К. Звездин, В.В. Осипов. ЖЭТФ **58**, 160 (1970).
- [14] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов, А.С. Ковалев. ФТП **42**, 393 (2008).
- [15] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов, А.С. Ковалев. ФТП **41**, 286 (2007).
- [16] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП **45**, 456 (2011).
- [17] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП **44**, 721 (2010).
- [18] Ю.К. Шалабутов. Введение в физику полупроводников. Наука, Л. (1969). 292 с.