

# Спин-орбитальное взаимодействие и подвижность носителей заряда в продольном автосолидоне в антимониде индия в магнитном поле

© И.К. Камиллов, А.А. Степуренко<sup>¶</sup>, А.Э. Гумметов

Институт физики Дагестанского научного центра,  
367003 Махачкала, Россия

<sup>¶</sup> E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

Поступила в Редакцию 30 августа 2018 г.

В окончательной редакции 13 марта 2019 г.

Принята к публикации 27 марта 2019 г.

Предложена и рассмотрена версия о спин-орбитальном взаимодействии орбитально движущихся и спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в антимониде индия в продольном магнитном поле. Определена дополнительная энергия, приобретаемая спин-орбитальными электронами вследствие этого взаимодействия. Получены и вычислены выражения отдельно для изменения подвижности при орбитальном движении электронов в магнитном поле и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов. Рассчитаны коэффициенты взаимного влияния изменяющейся подвижности электронов при орбитальном движении и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов.

**Ключевые слова:** автосолидон, электрон, спин, диамагнетизм, магнетон.

DOI: 10.21883/FTP.2019.08.47991.8978

## 1. Введение

Одним из примечательных явлений нелинейной физики является спонтанное или вынужденное образование пространственно неоднородных состояний — автосолитонов (АС) в неравновесной системе. В частности, такой системой может быть неравновесная и возбужденная электронно-дырочная плазма (ЭДП) в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Создается она разными способами: фотогенерацией, ударной ионизацией, бегущими доменами Ганна, инжекцией, джоулевым разогревом и т.д. [1–9]. В зависимости от плотности плазмы в ней реализуются АС, представляющие собой микролокализованную область пониженной или повышенной концентрации носителей заряда. В электрическом поле область пониженной концентрации носителей проявляется доменом электрического поля, движущегося вдоль образца, — поперечный АС, обуславливая осцилляции тока в цепи образца. Область повышенной концентрации носителей проявляется микролокализованным шнуром тока — продольный АС. В электрическом поле в образцах *p*-InSb с концентрацией носителей  $\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  джоулевым разогревом генерируется ЭДП, где формируются как поперечные, так и продольные АС [7,8].

Единственные исследования воздействия магнитного поля на процесс формирования и эволюцию АС отражены в работах [10–17]. Поведение продольного АС в поперечном магнитном поле существенно отличается от поведения в продольном магнитном поле. В первом случае горячие электроны отклоняются в направлении силы Лоренца, создавая дополнительный поток тепла в этом направлении. Это приводит к раз-

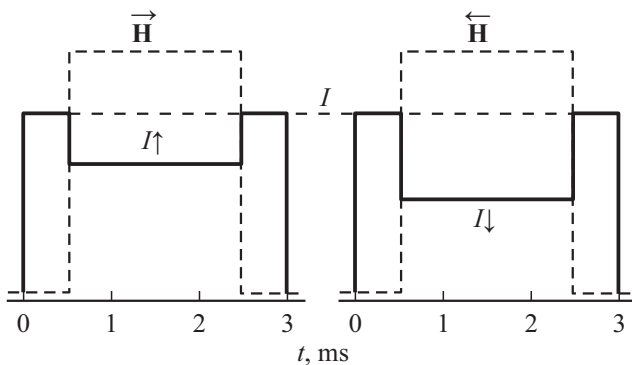
ности потоков на границах шнура тока. На переднем фронте постоянно происходит дополнительное прогревание материала, а на заднем — охлаждение. Таким образом, происходит движение шнура вдоль сечения образца, на краю которого или в холодной области он разрушается, приводя к повтору цикла. Это движение шнура тока представляет собой уединенную волну эффективной температуры, а вместе с ней и плотности тока [18]. Экспериментально наблюдается уменьшение тока или осцилляции тока в цепи образца [11]. Как уже было сказано [8,9], продольный АС представляет собой микролокализованную область повышенной концентрации носителей заряда, то, естественно, будет происходить диффузионный отток этих носителей из центра АС на периферию. Поскольку подвижность электронов значительно превышает подвижность дырок ( $\mu_e/\mu_p \approx b = 100$ ), вокруг малоподвижных дырок появится облако диффундирующих электронов. При включении внешнего продольного магнитного поля электроны под действием силы Лоренца начнут вращаться по орбитам вокруг малоподвижных дырок, участвуя в совместном амбиполярном дрейфе в электрическом поле [12,13]. Если приложить к образцу одновременно поперечное и продольное магнитные поля, то движение шнура тока в образце замедляется и при определенной величине продольного магнитного поля прекратится вовсе. Поведение АС будет уже определяться продольным магнитным полем. Вызвано это тем, что вращающиеся электроны сглаживают разность температур фронтов АС, и волна температуры и плотности тока перестает быть таковой. Появляющийся диамагнетизм продольного АС в продольном магнитном поле [13] скажется на величине подвижности электронов ее уменьшении

ем  $(\mu - \Delta\mu_H)$ . Наличие продольного магнитного поля одновременно скажется на спиновой ориентации части электронов появлением некоторого количества спин-ориентированных вдоль этого магнитного поля электронов  $\Delta n_e$  с аддитивной подвижностью  $\Delta\mu$ . Создается ситуация возможного взаимодействия суммарного орбитального магнитного момента вращающегося ансамбля электронов вокруг малоподвижных дырок со спиновым магнитным моментом спин-ориентированных электронов автосолитона, т.е. спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в АС.

Вследствие СОВ исчезает автономность орбитального и спиновых движений и возникает зацепление между ними [19]. Зацепление орбитального и спиновых движений приведет, нужно полагать, к взаимному влиянию изменений параметров подвижности электронов, вызванных их орбитальным движением и спиновой поляризацией. Рассматривая электрический ток продольного АС в продольном магнитном поле противоположных направлений, можно обнаружить уменьшение токов, отличающихся по величине при смене направления магнитного поля на противоположное [15]. Проанализировав и сопоставив эти токи, можно феноменологически определить составляющие изменений подвижностей —  $\Delta\mu_H$  и  $\Delta\mu$ . Обуславливая диамагнетизм и парамагнетизм продольного АС в продольном магнитном поле, электроны черпают при этом энергию внешнего магнитного поля в виде некой добавки  $\Delta\epsilon$  через СОВ. Поскольку эта добавка ощутимо сказывается на поведении электронов, она стоит того, чтобы выяснить ее величину.

## 2. Феноменологическое рассмотрение

Рассмотрим рис. 1, где представлено графическое изображение экспериментальных осциллограмм импульсов тока АС в продольном магнитном поле противо-



**Рис. 1.** Графическое изображение экспериментальных осциллограмм импульсов тока автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений.  $I$  — ток автосолитона,  $I_\uparrow$  — ток автосолитона в продольном магнитном поле  $\vec{H}$ ,  $I_\downarrow$  — ток автосолитона в продольном магнитном поле  $\overleftarrow{H}$ .

положных направлений. Оценим изменение подвижности электронов в продольном АС в продольном магнитном поле, когда электроны вращаются по некоторым орбитам и одновременно часть из них  $\Delta n_e$  спин-ориентируются.

Запишем токи АС  $I_\uparrow$  в продольном магнитном поле при  $\vec{H}$  и  $I_\downarrow$  при  $\overleftarrow{H}$ :

$$\begin{aligned} I_\uparrow &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H + C\Delta n_e\Delta\mu/n_e) \\ &\quad + \Delta n_e(\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H/\Delta n_e) + n_p\mu_a] \\ &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H + C\beta\Delta\mu) + n_e\beta\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H + n_p\mu_a] \\ &= (enES/2) [2\mu_a - (1 + P)\Delta\mu_H + (1 + C)\beta\Delta\mu]; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} I_\downarrow &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H - C\Delta n_e\Delta\mu/n_e) \\ &\quad + \Delta n_e(-\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H/\Delta n_e) + n_p\mu_a] \\ &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H - C\beta\Delta\mu) - n_e\beta\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H + n_p\mu_a] \\ &= (enES/2) [2\mu_a - (1 + P)\Delta\mu_H - (1 + C)\beta\Delta\mu], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля, приложенного к образцу;  $n_e$ ,  $n_p$  — концентрации электронов и дырок в АС,  $n_e = n_p = n_{AC}/2$ ;  $S$  — площадь поперечного сечения АС,  $\mu_a$  — амбиполярная подвижность электронов и дырок,  $\mu_a = 2\mu_p$ ;  $\Delta n_e = (\mu_0\mu_B g^2/4\epsilon_F)Hn_e = \beta n_e$  — число спин-ориентированных электронов в магнитном поле;  $C$  — коэффициент, учитывающий влияние  $\Delta\mu_H$  на  $\Delta\mu$  при СОВ;  $P$  — коэффициент, учитывающий влияние  $\Delta\mu$  на  $\Delta\mu_H$  при СОВ;  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g = -56$  —  $g$ -фактор электрона в  $p$ -InSb [20],  $\epsilon_F$  — энергия Ферми.

Рассмотрим сумму этих токов и их разность.

$$\begin{aligned} I_\uparrow + I_\downarrow &= (enES/2) [4\mu_a - 2(1 + P)\Delta\mu_H], \\ (1 + P)\Delta\mu_H &= 2\mu_a - (I_\uparrow + I_\downarrow)/enES, \\ \Delta\mu_H &= \{[2I - (I_\uparrow + I_\downarrow)]/I(1 + P)\}\mu_a, \quad (3) \\ I_\uparrow - I_\downarrow &= (enES/2) [2(1 + C)\beta\Delta\mu], \\ (1 + C)\beta\Delta\mu &= (I_\uparrow - I_\downarrow)/enES, \\ \Delta\mu &= [(I_\uparrow - I_\downarrow)/I(1 + C)\beta]\mu_a. \quad (4) \end{aligned}$$

Поскольку СОВ происходит из-за взаимодействия орбитального магнитного момента электронов  $M_0$  и магнитного момента спин-ориентированных электронов  $M_p$ , естественно предположить:  $C \sim M_0$ ,  $P \sim M_p$ ,  $C/P = M_0/M_p$ . Если считать совместный вклад  $\Delta\mu_H$  и  $\Delta\mu$  при СОВ за единицу, можно принять  $C + P = 1$ . Получается:  $C = M_0/(M_0 + M_p)$ ,  $P = M_p/(M_0 + M_p)$ . Известно [17]:  $M_0 = (-0.2\pi\mu_0 e^2 L^4 \ln_e/m_e) H_0^2/H_n$  =  $-AH_0^2/H_n$ ,  $M_p = \chi H_n = BH$ ,  $\chi = n_e\mu_0\mu_B^2 g^2/4\epsilon_F$  — парамагнитная восприимчивость АС [14],  $L = 10^{-5}$  м — поперечный размер АС,  $l$  — длина АС (образца),

$\nu = l \cdot S = \pi L^2 l / 4$  — объем АС. Принимая все это во внимание, получаем

$$C = (-AH_0^2/H_n)/(-AH_0^2/H_n + BH) \\ = A/(A - BH_n^2/H_0^2) = A/(A - Bn^2), \quad (5)$$

$$P = BH/(-AH_0^2/H_n + BH) \\ = (-BH_n^2/H_0^2)/(A - BH_n^2/H_0^2) = -Bn^2/(A - Bn^2), \quad (6)$$

где  $n = H_n/H_0$  или  $H_n = nH_0$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots, n$ ,  $H_0 = 2 \cdot 10^3$  А/м — минимальное магнитное поле, при котором совершается один цикл вращения электрона за время диффузионного смещения;  $H_n$  — магнитное поле, при котором совершается  $n$  циклов вращения электрона за время диффузионного смещения,  $n$  — число циклов вращения.

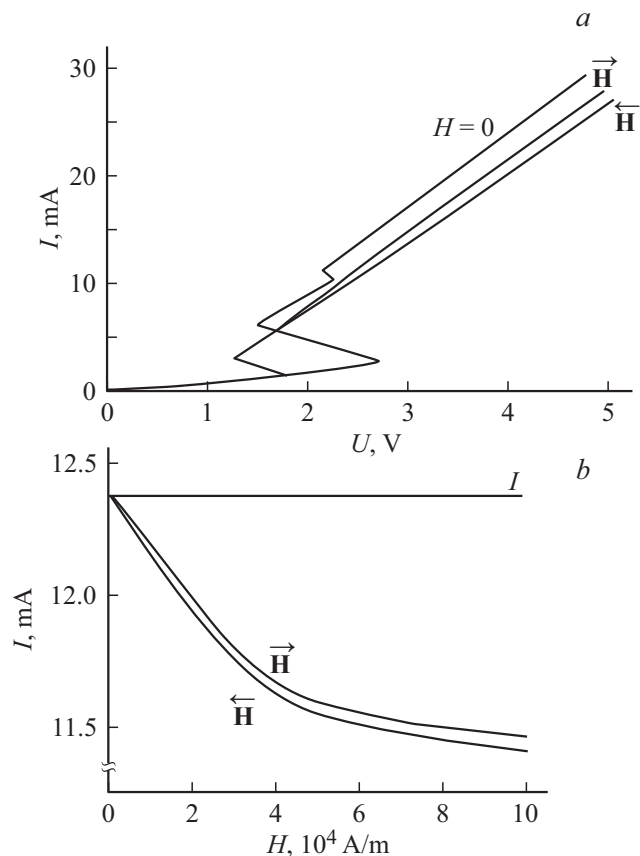
### 3. Эксперимент

Необходимые экспериментальные исследования проводились на образцах  $p$ -InSb с концентрацией носителей заряда  $p = 1.9 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  с подвижностью  $\mu_p = 6870$  см $^2$ /В·с при температуре жидкого азота  $T = 77$  К. За температуру АС  $T_{AC}$  можно принять температуру, при которой появляется собственная проводимость в  $p$ -InSb. Экспериментально полученная температурная зависимость электропроводности образца  $\sigma(T)$  дает  $T_{AC} \approx 150$  К. Отсюда подвижность носителей заряда в АС будет составлять  $\mu_p(150 \text{ К}) = \mu_p(77 \text{ К}) \cdot (150/77)^{-2.1} = 1697$  см $^2$ /В·с [20]. Измерению подвергались несколько образцов, отличающихся линейными размерами. Длина образца, вдоль которого прикладывалось электрическое поле  $E = V/l$ , варьировалась в пределах 0.1–0.02 см, поперечные размеры  $a \times b = 0.04$  см $^2$ . Выбор таких размеров позволял избегать появления поперечных АС, проявляющимися осцилляциями тока в цепи образца, что давало возможность иметь дело только с продольными АС. Исследования заключались в реализации вольт-амперных характеристик (ВАХ) и гаусс-амперных характеристик тока АС (ГАХ) как в импульсном, так и динамическом режиме прикладываемых электрического и магнитного полей. А именно приложением импульса электрического поля длительностью  $\tau_E$  к образцу, помещенного в соленоид, возбуждали АС с заданным значением тока  $I_{AC}$ . Синхронно создавалось в соленоиде магнитное поле длительностью  $\tau_H < \tau_E$ . Фиксировалась точка  $I(H)$ . С помощью таких точек, полученных при нарастании магнитного поля, строилась ГАХ. В случае динамического режима во время приложенного импульса электрического поля  $\tau_E$  в соленоиде формировался импульс магнитного поля треугольной формы длительностью  $\tau_H < \tau_E$ . Длительность импульса электрического поля составляла  $\tau_E = 3$  мс, а длительность импульса магнитного поля  $\tau_H = 2$  мс. Величина магнитного поля не превышала

$8 \cdot 10^4$  А/м. Величина напряжения электрического поля не превышала десятка вольт.

### 4. Результаты и обсуждение

Предлагаются вниманию типичные результаты экспериментальных исследований одного из нескольких образцов. На рис. 2, *a* представлены ВАХ образца ( $l = 0.05$  см) в отсутствие ( $H = 0$ ) и в присутствии внешнего продольного магнитного поля противоположных направлений ( $|\vec{H}| = |\vec{H}|$ ). Токи на нелинейном участке ВАХ АС при воздействии магнитного поля всегда оказывались меньше. Отличались токи по величине и при переключении направления продольного магнитного поля на противоположное. На рис. 2, *b* представлены ГАХ тока продольного АС при противоположных направлениях продольного магнитного поля. Уменьшение токов с ростом продольного магнитного поля обусловлено не иначе, как изменением подвижности носителей заряда на величину —  $\Delta\mu_H$  по причине искривления траекторий радиально движущихся электронов. Явное различие линий то-



**Рис. 2.** *a* — вольт-амперные характеристики продольного автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений ( $H = 8 \cdot 10^4$  А/м), *b* — гаусс-амперные характеристики тока продольного автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений.

ка на ГАХ при  $|\vec{H}| = |\vec{H}|$  вызвано неким параметром ЭДП, конкретнее электронов, реагирующих именно на направление магнитного поля. Таким параметром является спин электрона  $s_{\uparrow\downarrow}$ , ориентирующийся вдоль приложенного магнитного поля. В магнитном поле, согласно предложенному Паули механизму парамагнетизма в АС, являющемуся вырожденной ЭДП ( $n = 0.31 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), появится некоторый избыток электронов  $\Delta n_{e\uparrow} = \Delta n_{e\downarrow} = \Delta n_e = n_e \beta$ , спин которых направлен вдоль приложенного магнитного поля. Магнитный момент этих поляризованных по спину электронов, как показано [15], будет  $M_p = \Delta n_e \mu_B \nu = n_e \mu_B \beta \nu$ . Вращающиеся вокруг дырок электроны создают магнитное поле  $H^0 = -M_0/\nu$ , которое будет воздействовать на спиновый магнитный момент поляризованных электронов  $M_p$ . Электроны получают дополнительную энергию  $\Delta \epsilon$ , обусловленную этим взаимодействием и зависящую от ориентации их спинов:  $\Delta \epsilon = -H^0(\pm M_p) = \mp(M_0/\nu) \cdot n_e \mu_B \beta \nu = \mp M_0 n_e \mu_B \beta$ . Рассматривая выражение

$$\Delta \epsilon = (\mp 0.2 \pi e^2 n_e^2 l L^4 \mu_0^2 \mu_B^2 g^2 H_0^2 / 4 m_e \epsilon_F) \cdot H / H_n$$

$$= \mp \Delta \epsilon_0 H / H_n,$$

следует отметить, что при  $H = H_n$  отношение  $H/H_n = 1$ ,  $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 \cdot 1$  во всем интервале магнитного поля. Результаты имеют смысл при  $H \geq H_1 \geq H_0$ .  $H_n = n H_0$  — фиксированные значения магнитного поля. При  $H < H_2$   $H/H_1 < 2$ , при  $H < H_3$   $H/H_2 < 3/2$ , при  $H < H_4$   $H/H_3 < 4/3$  и т.д.  $H/H_n < n/(n-1)$ .  $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0$  при  $H = H_n$ ;  $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 n / (n-1)$  при  $H < H_n$ . Благодаря тому, что при СОВ у электронов появляется дополнительная энергия  $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 \cdot n / (n-1)$ , электроны со спином „вверх“ и „вниз“ приобретают различный дрейфовый импульс в электрическом поле [21]. Возникает аддитивная подвижность спин-ориентированных электронов  $\mu_{e\uparrow} = \mu_e + \Delta \mu$ ,  $\mu_{e\downarrow} = \mu_e - \Delta \mu$ . Различие подвижностей спин-ориентированных электронов „вверх“ и электронов „вниз“, скорее всего, определяют отличие линий тока на ГАХ.

Энергия  $\Delta \epsilon$  обнаруживает затухающее биение своей величины. При известных параметрах образца, постоянных величин и выражениях для  $M_0$  и  $M_p$  получим в окончательном виде:  $\Delta \epsilon = \mp 23.75 n / (n-1)$  эВ. График этой зависимости представляет собой циклическое сохранение постоянной величины  $\epsilon_0 = \mp 23.75$  эВ (с периодом  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) с затухающими выбросами в промежутках ( $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{n-1} = 1$ ) (рис. 3).

Рассматриваемая версия СОВ в АС позволяет оценить изменение подвижности электронов при их вращательном движении в магнитном поле и спин-ориентированных электронов в этом же поле. Общее изменение подвижности получаем из результатов экспериментальных исследований поведения тока АС в продольном магнитном поле. Составляющую изменения подвижности носителей при вращательном движении

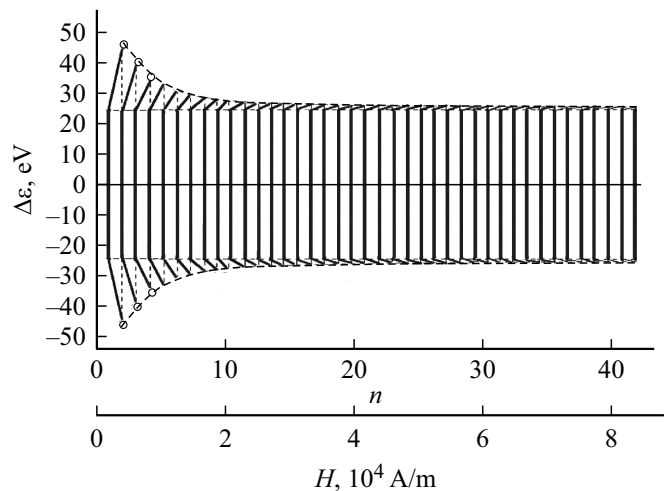


Рис. 3. Дополнительная энергия, приобретаемая спин-ориентированными электронами при СОВ в автосолидоне с ростом продольного магнитного поля ( $H_n = n \cdot 2 \cdot 10^3$  А/м).

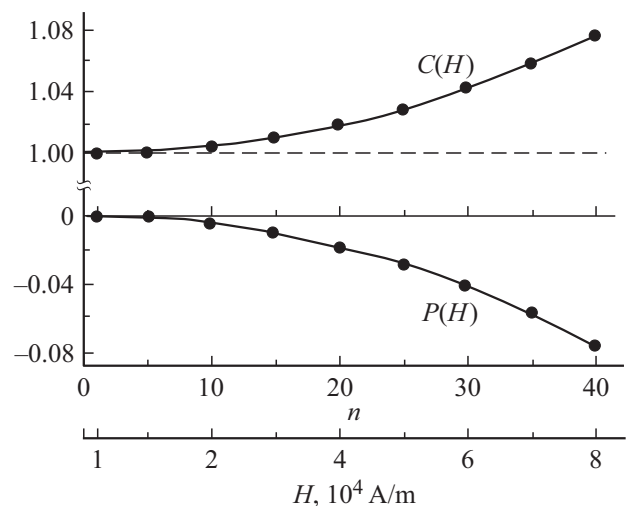
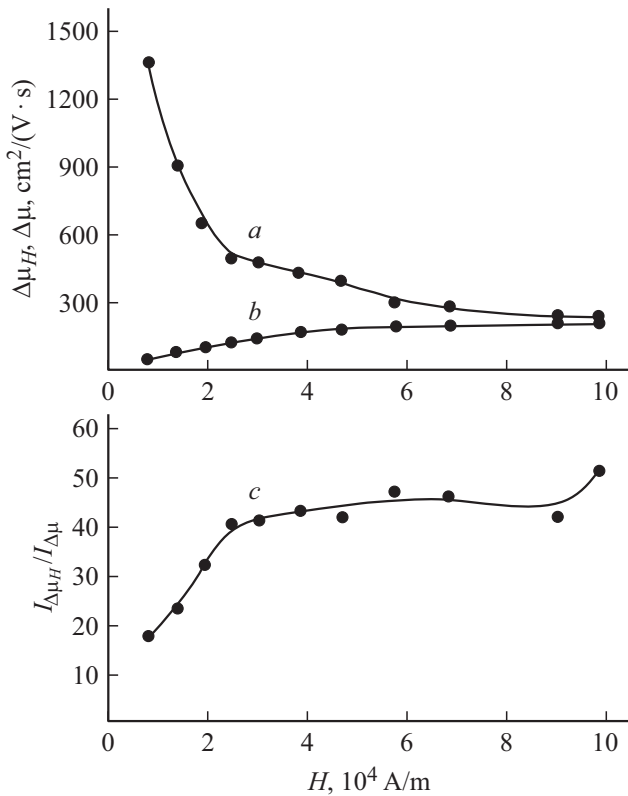


Рис. 4. Коэффициенты  $C$  и  $P$  взаимовлияния при СОВ изменяющейся подвижности при орбитальном движении электронов и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле.

в магнитном поле  $\Delta \mu_H$  позволяет получить выражение (3). Составляющую изменения подвижности за счет спиновой ориентации части электронов  $\Delta \mu$  получим из выражения (4).

Для рассматриваемого образца  $M_0 = -1.17 \cdot 10^{-12} \cdot H_0^2 / H_n \text{ А/м}^2$ ,  $M_p = 5.11 \cdot 10^{-17} \cdot H \text{ А/м}^2$ . Подставляя в выражения (5) и (6), получим:  $C = 1 / (1 - 4.37 \cdot 10^{-5} n^2)$ ,  $P = -4.37 \cdot 10^{-5} n^2 / (1 - 4.37 \cdot 10^{-5} n^2)$ .

На рис. 4. представлены графики зависимости  $C$  и  $P$  от магнитного поля. Можно заметить, что в интервале значений магнитного поля, используемого в экспериментах, величина  $C$  изменяется незначительно и близка к 1 ( $C \approx 1$ ), а величина  $P$  также изменяется незначительно



**Рис. 5.** *a* —  $\Delta\mu$  — изменение аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле, *b* —  $\Delta\mu_H$  — изменение подвижности электронов при орбитальном движении в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле, *c* — соотношение токов  $I_{\Delta\mu_H}/I_{\Delta\mu}$  в автосолидоне, появляющихся в продольном магнитном поле из-за проявления  $\Delta\mu$  и  $\Delta\mu_H$ .

и близка к 0 ( $P \approx 0$ ). Выражения для  $\Delta\mu_H$  и  $\Delta\mu$  можно записать:

$$\Delta\mu_H = \{[2I - (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})]/I\}\mu_a, \quad (7)$$

$$\Delta\mu = [(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/2I\beta]\mu_a. \quad (8)$$

Получается, что  $\Delta\mu_H$  не изменяется вследствие СОВ, поскольку спиновый магнитный момент  $M_p$  слишком мал и вкладом его в СОВ можно пренебречь в измеряемом интервале магнитного поля. Что касается  $\Delta\mu$ , то оно, согласно выражению (8), заметно уменьшается из-за того, что орбитальный магнитный момент  $M_0$  максимален при магнитных полях, приходящихся на начало измеряемого интервала, и вклад его в СОВ преимуществен. Графическая реализация аналитических выражений (7) и (8) с учетом экспериментальных результатов (рис. 2, *b*) осуществлена на рис. 5, *a, b*. Видно, что аддитивная подвижность спин-ориентированных электронов  $\Delta\mu$  превышает или сравнима с изменением подвижности всех электронов  $\Delta\mu_H$  в магнитном поле. Однако, если оценить вклад тока всех носителей с подвижностью  $\Delta\mu_H I_{\Delta\mu_H} = eESn_e\Delta\mu_H$  и вклад тока спин-ориентированных электронов с аддитивной подвижностью  $\Delta\mu$

$I_{\Delta\mu} = eES\Delta n\Delta\mu = eESn_e\beta\Delta\mu$  в общий ток  $I$ , то получим  $I_{\Delta\mu_H} > I_{\Delta\mu}$ . На рис. 5, *c* показано соотношение этих токов  $I_{\Delta\mu_H}/I_{\Delta\mu} = \Delta\mu_H/\Delta\mu\beta = 2[2I - (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})]/(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$ .

## 5. Заключение

Феноменологически определены изменения подвижности  $\Delta\mu_H(H)$  по причине искривления траектории движения электронов и аддитивная подвижность  $\pm\Delta\mu(H)$  спин-ориентированных электронов. Наличие в продольном АС в продольном магнитном поле орбитально движущихся и спин-ориентированных электронов позволило воспользоваться версией о СОВ для феноменологического рассмотрения взаимовлияния возникших изменений подвижностей  $\Delta\mu_H$  и  $\Delta\mu$ . Получены выражения введенных коэффициентов  $C$  и  $P$ , учитывающих взаимовлияние подвижностей  $\Delta\mu_H$  и  $\Delta\mu$  при СОВ и их графические изображения для конкретных образцов, откуда следует, что  $C \approx 1$ ,  $P \approx 0$  в используемом интервале магнитного поля.

Вычислены с учетом параметров конкретных образцов известные выражения для орбитального и спинового магнитных моментов:

$$\begin{aligned} M_0 &= (-0.2\pi\mu_0e^2L^4n_e/m_e) \cdot H_0^2/H_n \\ &= -1.17 \cdot 10^{-12} \cdot H_0^2/H_n \text{ А/м}^2, \end{aligned}$$

$M_p = (n_e\mu_0\mu_B^2g^2v/4\varepsilon_F) \cdot H = 5.11 \cdot 10^{-17} \cdot H \text{ А/м}^2$  соответственно.

Произведена оценка дополнительной энергии, которую получают спин-ориентированные электроны при СОВ

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= (\mp 0.2\pi e^2n_e^2L^4\mu_0\mu_B^2g^2H_0/4m_e\varepsilon_F)H/H_n \\ &= \mp 23.75(H/H_n) \text{ эВ} = \mp 23.75 \text{ эВ} \end{aligned}$$

при  $H = H_n$  во всем интервале магнитного поля.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках выполнения государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема: АААА-А17-1170213 10366-5).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] T. Hayashi, T. Morita, M. Fukaya, E. Hasegawa. Japan J. Appl. Phys., **13** (10), 1667 (1974).
- [2] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36**, 359 (1982).
- [3] Б.С. Кернер, В.В. Осипов, М.Т. Романко, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **44** (2), 77 (1986).

- [4] В.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. ФТП, **23**, 1378 (1989).
- [5] М.Н. Винославский. ФТТ, **31**, 315 (1989).
- [6] R. Szymanczyk, S. Gaelings, D. Jäger. Phys. Lett. A, **160**. 397 (1991).
- [7] А.А. Степуренко. ФТП, **28**, 402 (1994).
- [8] А.А. Степуренко. ФТП, **30**, 76 (1996).
- [9] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев. ФТП, **38** (7), 822 (2004).
- [10] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев, А.Э. Гумметов. ФТП, **41** (3), 286 (2007).
- [11] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев, А.Э. Гумметов. ФТП, **42** (4), 393 (2008).
- [12] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **44** (6), 721 (2010).
- [13] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **45** (4), 456 (2011).
- [14] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **46** (7), 918 (2012).
- [15] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **48** (2), 145 (2014).
- [16] I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko, A.E. Gummetov. Int. J. Modern Phys. Appl., **1** (4), 169 (2015).
- [17] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТТ, **58** (7), 1296 (2016).
- [18] А.К. Звездин, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **58** (1), 160 (1970).
- [19] Э.И. Рашба. УФН, **84** (4), 557 (1964).
- [20] C. Hilsum, A.C. Rose-Innes. *Semiconducting III–V Compounds*. (Pergamon Press, Oxford–London–N.Y.–Paris, 1961).
- [21] Л.Е. Голуб. Тез. докл. VII Росс. конф. по физике полупроводников (Москва, 18–23 сентября 2005) с. 35.

Редактор Г.А. Оганесян

## Spin-orbital interaction and mobility of carriers in the longitudinal InSb autosoliton under magnetic field

*I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko, A.E. Gummetov*

Institute of Physics,  
Daghestan Science Center,  
Russian Academy of Sciences,  
367003 Makhachkala, Russia

**Abstract** The version on spin-orbital interactions of orbitally moving and spin-oriented electrons in the longitudinal InSb autosoliton under a longitudinal magnetic field is proposed and considered. The additional energy gained by spin-oriented electrons owing to this interaction is define. The expression are derived and estimated separately for a change in the mobility at the orbital motion of electron under magnetic field and the additive mobility of spin-oriented electrons. The mutual influence coefficients of chagning electron mobility at the orbital motion and the additive mobility of spin-oriented electrons are calculated.