

## ПАРАМАГНЕТИЗМ ПРОДОЛЬНОГО АВТОСОЛИТОНА В P-INSB В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов.

*Институт физики ДагНЦ РАН,  
367003, Махачкала, ул. Ярагского, 94, Республика Дагестан, Россия  
E-mail: [stepurenko-a@yandex.ru](mailto:stepurenko-a@yandex.ru)*

## PARAMAGNETISM OF THE LONGITUDINAL AUTOSOLITON IN P-INSB UNDER LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

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

*Institute of Physics of Daghestan Scientific Centre, RAS,  
94 Yaragskogo str., Makhachkala, the Republic of Dagestan, 367003 Russia  
E-mail: [stepurenko-a@yandex.ru](mailto:stepurenko-a@yandex.ru)*

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

It has been shown by experiment that the longitudinal thermal-diffusion autosoliton generated in non-equilibrium electron-hole plasma in  $p$ -InSb under an external longitudinal magnetic field takes on the paramagnetic properties. Computations and numerical estimations of the paramagnetism are performed.

С точки зрения универсальности магнитных свойств веществ и разнообразных состояний, составляющих вещества, исследования магнитных свойств такого состояния как термодиффузионный автосолиiton представляет собой научный фундаментальный интерес. Продольный автосолиiton (АС) принадлежит к числу обнаруженных, экспериментально и теоретически изученных стационарных уединенных состояний неравновесной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в ряде полупроводников [1-9].

Указанные АС представляют собой локализованные области экстремальной концентрации носителей заряда и их температуры. Сравнительно просто реализуются как бегущие (поперечные) АС, так и в виде шнуров тока (продольные) АС в ЭДП, созданной джоулевым разогревом [7,8] в образцах ( $E//l > 0.03$  см)  $p$ -InSb.

В работе [10] экспериментально показано, что продольный АС представляет собой микролокализованную область повышенной концентрации носителей и их пониженной температуры (холодный АС). Концентрация носителей заряда в этой области значительно отличается от концентрации носителей в остальной части образца, из чего следует, что удельная концентрация носителей в АС  $n_{АС}$  может достигать гораздо большей величины, чем в объеме образца.

Известно, что электрон имеет собственный магнитный момент, обусловленный его собственным механическим моментом – спином. В отсутствие внешнего магнитного поля распределение электронов с противоположно направленными спинами одинаково. Наложение внешнего магнитного поля способствует упорядоченной ориентации магнитных моментов электронов по направлению поля. Оценка удельной концентрации носителей заряда  $n_{АС}$  исследуемых образцов дает, как указывалось ранее [11], значение  $n_{АС} \approx 10^{24}$  м<sup>-3</sup>. Степень вырождения  $\eta = \varepsilon_F / kT$ , где  $\varepsilon_F = h^2(3n_{АС})^{2/3} / 2m_e(8\pi)^{2/3}$  – энергия Ферми,  $m_e = 0.03m_0$  [12],  $kT$  – тепловая энергия носителей,  $T = 150$  К, составляет  $\eta \approx 9$ . Это означает, что в сформированном АС электронный газ сильно вырожден. Для вычисления спинового магнитного момента в АС в продольном маг-

нитном поле можно воспользоваться теорией, разработанной Паули, учитывающей, что электроны в АС подчиняются статистике Ферми – Дирака.

В магнитном поле согласно предложенному Паули механизма парамагнетизма в АС появится некоторый избыток электронов, спин которых направлен вдоль приложенного магнитного поля. Ясно, что в АС переориентироваться в магнитном поле могут не все электроны, находящиеся в зоне проводимости, а только имеющие энергию, близкую к энергии Ферми  $\varepsilon_F$ . Поэтому число электронов, участвующих в переориентации спинов, относится к суммарному их количеству в зоне как  $T/T_F$ , где  $T_F$  – температура Ферми. Спиновый магнитный момент электронов в АС в продольном магнитном поле  $H$  можно записать

$$\begin{aligned} M_p &= [n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 j(j+1)H/3kT] \cdot T/T_F [13], \text{ при } j=1/2, \\ M_p &= n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 H/4kT_F = n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 H/4\varepsilon_F, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g$  – фактор Ланде.

Имеем  $n_e = n_{AC}/2$ . В свою очередь  $n_{AC} = I_{AC} \cdot l / S e \mu_a V$  ( $I = jS = S e n_{AC} \mu_a E = S e n_{AC} \mu_a V/l$ ), где  $I_{AC}$  – ток АС,  $l$  – длина образца,  $S$  – площадь поперечного сечения АС,  $V$  – прикладываемое к образцу напряжение электрического поля,  $\mu_a$  – амбиполярная подвижность носителей заряда.  $\mu_a = 2\mu_e \mu_p / (\mu_e + \mu_p)$ ,  $\mu_e = 100\mu_p$  [12],  $\mu_a = 2\mu_p$ . В итоге  $n_e = I_{AC} l / 4 S e \mu_p V$ . Согласно (1)  $M_p = I_{AC} \mu_0 \mu_B^2 g^2 H / 16 S e \mu_p V \varepsilon_F$ . С другой стороны  $M_p = \chi_p H$ , где  $\chi_p$  – парамагнитная восприимчивость АС. Учитывая (1), получим:

$$\chi_p = n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 / 4 \varepsilon_F = I_{AC} l \mu_0 \mu_B^2 g^2 / 16 S e \mu_p V \varepsilon_F. \quad (2)$$

Количество электронов  $\Delta n_e$ , переориентированных в АС в продольном магнитном поле, можно найти, принимая во внимание известные положения. В гиротропных системах энергии электронов с противоположными спинами различны даже в отсутствие внешнего магнитного поля [14]. Энергетический спектр состоит из двух спиновых подзон, расщепление которых линейно по импульсу. Благодаря этому расщеплению электроны с противоположно направленными спинами приобретают различный дрейфовый импульс в электрическом поле. Используя внешнее магнитное поле противоположных направлений, можно получить избыток концентрации электронов со спином, скажем, вверх  $\Delta n_{e\uparrow}$  при  $E \uparrow \uparrow H$  и избыток концентрации электронов со спином вниз  $\Delta n_{e\downarrow}$  при  $E \uparrow \downarrow H$ . Добавочную или аддитивную подвижность этих избыточных носителей можно представить следующим образом  $\mu_{e\uparrow} = \mu_e + \delta\mu_e$ ,  $\mu_{e\downarrow} = \mu_e - \delta\mu_e$ . Токи, проходящие через образец в продольных магнитных полях  $E \uparrow \uparrow H - \vec{H}$  и  $E \uparrow \downarrow H - \vec{H}$  соответственно будут:  $I_{\vec{H}} = S j_1 = S [e n_{AC} \mu_a(\vec{H}) + e \Delta n_{e\uparrow} \mu_{e\uparrow}] E$

$$\begin{aligned} I_{\vec{H}} &= S j_2 = S [e n_{AC} \mu_a(\vec{H}) + e \Delta n_{e\downarrow} \mu_{e\downarrow}] E \\ \Delta I &= I_{\vec{H}} - I_{\vec{H}} = (e \Delta n_{e\uparrow} \mu_{e\uparrow} - e \Delta n_{e\downarrow} \mu_{e\downarrow}) S E \\ |\vec{H}| &= |\vec{H}|, \Delta n_{e\uparrow} = \Delta n_{e\downarrow} = \Delta n_e \\ \Delta I &= e \Delta n_e S E (\mu_{e\uparrow} - \mu_{e\downarrow}) = e \Delta n_e 2 \delta \mu_e S E \end{aligned} \quad (3)$$

Исходя из (1) и того, что тот же спиновый магнитный момент электронов в АС в продольном магнитном поле можно представить в виде

$$M_p = \mu_B \Delta n_e \quad (4)$$

получим:

$$\Delta n_e = n_e \mu_0 \mu_B g^2 H / 4 \varepsilon_F = N \cdot H, \quad (5)$$

где  $N = n_e \mu_0 \mu_B g^2 / 4 \varepsilon_F$

Учитывая (5), выражение (3) примет вид:  $\Delta I = e N 2 \delta \mu_e S E \cdot H, \delta \mu_e = const$ ,

Таким образом,

$$\Delta I = A \cdot H, \quad (6)$$

где  $A = e N 2 \delta \mu_e S E = e N 2 \delta \mu_e S V / l$ .

О появлении избыточной концентрации электронов  $\Delta n_e$  с подвижностями, зависящими от направления спина  $\mu_{e\uparrow} \neq \mu_{e\downarrow}$ , можно судить по поведению тока АС при воздействии на образец продольного магнитного поля противоположных направлений.

Исследования проводились в импульсном режиме прикладываемых электрического и магнитного полей. Вольтамперные характеристики (ВАХ) и Гауссамперные характеристики (ГАХ) строились по точкам на прямоугольных импульсах тока и магнитного поля достаточной длительности, чтобы в момент измерения ток и магнитное поле не изменялись во времени. Вызвано это тем обстоятельством, что в динамическом режиме измерений возможно появление ЭДС индукции, влияющей на результаты измерений.

Исследуемый образец с размерами  $0.05 \times 0.2 \times 0.2 \text{ см}^3$  обладает при  $T = 77 \text{ К}$  концентрацией носителей  $p = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  с подвижностью  $\mu_p(77\text{К}) = 0.6870 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_p(150\text{К}) = 0.1694 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Неравновесная ЭДП и продольные АС в образцах создавались джоулевым разогревом при воздействии импульса электрического поля длительностью  $\tau_E = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . На образец, помещенный в соленоид, воздействовало импульсное магнитное поле до  $1.35 \cdot 10^5 \text{ А/м}$  и длительностью  $\tau_H = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . При подаваемом на образец напряжении электрического поля  $V = 0.97 \text{ В}$  и токе АС при этом  $I_{AC} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ А}$  оценка концентрации носителей заряда АС дает значение  $n_{AC} = 1.05 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , откуда  $n_e = n_{AC} / 2 = 0.53 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ .

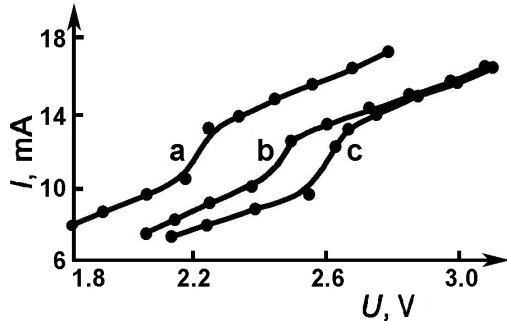


Рис.1 - Импульсные ВАХ исследуемого образца: в отсутствие магнитного поля  $H = 0$  (а), в присутствии магнитного поля направлений  $\vec{H}$  (b) и  $\vec{H}$  (c)

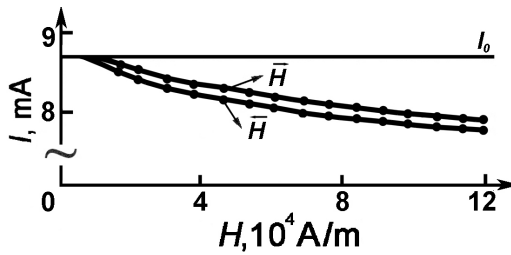


Рис.2 - Зависимость тока продольного АС от приложенного продольного магнитного поля направлений:  $E \uparrow H$  и  $E \downarrow H$  - ГАХ

ного поля вызвано наличием параметров у ЭДП в целом и у носителей заряда в частности, откликающихся именно на направление магнитного поля. Одним из таких параметров является появляющийся в продольном магнитном поле избыток концентрации носителей  $\Delta n_e$  с определенным направлением спина электронов, подвижность  $\mu_{e\uparrow}$  которых отличается от подвижности электронов со спинами противоположного направления  $\mu_{e\downarrow}$ . В результате появится разность токов  $\Delta I = Se \Delta n_e (\mu_{e\uparrow} - \mu_{e\downarrow}) V / l = Se \Delta n_e \cdot 2 \delta \mu_e V / l$ .

На рис.3 приводится график зависимости разности токов АС  $\Delta I = I_{\vec{H}} - I_{\vec{H}}$ , полученных воздействием на ток продольного АС продольным магнитным полем противоположных на-

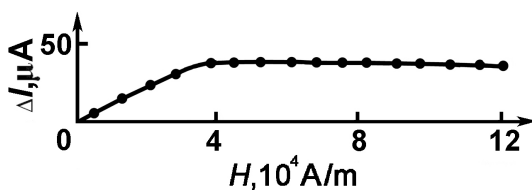


Рис.3 - Зависимость разности токов АС  $\Delta I$  от приложенного продольного магнитного поля направлений:  $E \uparrow H$  и  $E \downarrow H$

продольного магнитного поля проявляются процессы, приводящие к зависимости концентрации воспроизводимых носителей заряда  $n_{AC}$  не только от джоулева нагрева (электрического поля), но и от продольного магнитного поля. Неизменность концентрации носителей  $n_{AC}$ , подержанная постоянством приложенного электрического поля, может нарушаться воздействием магнитного поля. В работе [15] сообщается, что при некотором значении продольного магнитного поля плотность тока (концентрация носителей заряда в АС) окажется повышенной, от чего температура этой области понизится настолько, что уровень воспроизводства собственной про-

На рис.1 представлены ВАХ-ки образца в отсутствие (а) и в присутствии (b, c) внешнего продольного магнитного поля. ВАХ-ки начинаются с токов, когда в образце сформировался продольный АС. Линия тока на ВАХ в отсутствие магнитного поля выше линий тока на ВАХ в присутствии продольного магнитного поля. Линии тока на ВАХ в магнитном поле, в свою очередь, заметно отличаются по величине тока. Различие токов связано, скорее всего, с различием подвижностей электронов в продольном магнитном поле противоположных направлений.

На рис.2 представлены графики изменения токов продольного АС с ростом продольного магнитного поля противоположных направлений  $|\vec{H}| = |\vec{H}|$ , воздействующих на образец, т.е. ГАХ. Уменьшение токов продольного АС с ростом продольного магнитного поля вызвано, с одной стороны, уменьшением подвижности из-за искривления траекторий радиально движущихся электронов, а с другой - уменьшением подвижности согласно  $\mu \propto 1/n_{AC}$  для уплотняющейся плазмы в результате сжатия шнура тока [15]. Хотя  $|\vec{H}| = |\vec{H}|$ , наблюдаемое различие токов в зависимости от направления продольного магнит-

ного поля вызвано наличием параметров у ЭДП в целом и у носителей заряда в частности, откликающихся именно на направление магнитного поля. Одним из таких параметров является появляющийся в продольном магнитном поле избыток концентрации носителей  $\Delta n_e$  с определенным направлением спина электронов, подвижность  $\mu_{e\uparrow}$  которых отличается от подвижности электронов со спинами противоположного направления  $\mu_{e\downarrow}$ . В результате появится разность токов  $\Delta I = Se \Delta n_e (\mu_{e\uparrow} - \mu_{e\downarrow}) V / l = Se \Delta n_e \cdot 2 \delta \mu_e V / l$ . На рис.3 приводится график зависимости разности токов АС  $\Delta I = I_{\vec{H}} - I_{\vec{H}}$ , полученных воздействием на ток продольного АС продольным магнитным полем противоположных на-

правлений (рис.2) от этого магнитного поля. Как видно из этого рисунка, указанная зависимость нарастает до  $3.6 \cdot 10^{-5} \text{ А}$  при  $H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$ , выходя далее на насыщение. Анализируя выражение (6), можно заметить, что оно согласуется с экспериментальной кривой для  $\Delta I$  в интервале магнитных полей до  $H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$ .

Насыщение на кривой, рис.3 может быть обусловлено тем, что с повышением внешнего

водимости понизится, что повлечет, следовательно, понижение концентрации носителей в АС, вызывая уменьшение тока. С дальнейшим ростом магнитного поля уровень понижения концентрации носителей сохраняется, обуславливая результаты эксперимента.

Выражение (6) позволяет определить разницу подвижностей электронов с противоположно направленными спинами  $\delta\mu_e$ :

$$2\delta\mu_e = \Delta l l \varepsilon_F / e n_e \mu_0 \mu_B g^2 S V H \quad (7)$$

Имеем  $\Delta l = 3.6 \cdot 10^{-5}$  А,  $l = 5 \cdot 10^{-4}$  м,  $n_e = 0.53 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>,  $S = 0.785 \cdot 10^{-10}$  м<sup>2</sup>,  $V = 0.97$  В,  $H = 3,98 \cdot 10^4$  А/м,  $\varepsilon_F = 1.94 \cdot 10^{-20}$  Дж,  $g = -56$  [12]. Подставляя эти значения в выражение для (7), получим  $\delta\mu_e = 0.074$  м<sup>2</sup>/В·с. При наличии продольного магнитного поля  $\mu_e \uparrow = \mu_e + \delta\mu_e(\vec{H})$ ,  $\mu_e \downarrow = \mu_e - \delta\mu_e(\vec{H})$ . Приложение продольного магнитного поля к образцу приводит к появлению некоторого избытка электронов в АС  $\Delta n_e$  с поляризацией спина вдоль этого поля, имеющих подвижность, отличающаяся на величину  $\delta\mu_e$  или на  $-\delta\mu_e$  в зависимости от направления магнитного поля. Исходя из наших экспериментальных результатов  $\delta\mu_e = \pm 0.074$  м<sup>2</sup>/В·с. В электрическом поле амбиполярная дрейфовая подвижность носителей имеет значение  $\mu_a = 2\mu_p = 0.3388$  м<sup>2</sup>/В·с. Амбиполярная подвижность спинориентированных электронов будет  $(0.3388 \pm 0.074)$  м<sup>2</sup>/В·с. Собственную подвижность электронов  $\mu_e$  определим из известного выражения:  $\mu_a = 2\mu_e \mu_p / (\mu_e + \mu_p)$ . Как отмечалось выше,  $\mu_e \approx 100\mu_p$ . Величина подвижности спинориентированных электронов получается равной  $\mu_e = 17.11 \pm 3.74$  м<sup>2</sup>/В·с. Появляющееся в продольном магнитном поле избыточное количество спинориентированных электронов, рассчитанное согласно (5), имеет величину  $10^{22}$  м<sup>-3</sup>. Эти электроны составляют  $\Delta n_e / n_{AC} = 10^{22} / 1.05 \cdot 10^{24} \approx 1\%$  от общей концентрации носителей в АС. Их аддитивная подвижность, равная  $\delta\mu_a = \pm 0.074$  м<sup>2</sup>/В·с или  $\delta\mu_e = \pm 3.74$  м<sup>2</sup>/В·с, составляет 22% от амбиполярной и собственной подвижности электронов соответственно.

Подставляя известные численные значения параметров в выражение для парамагнитной восприимчивости (2)  $\chi_p = I_{AC} l \mu_0 \mu_B^2 g^2 / 16 S e \mu_p V \varepsilon_F$ , получим ее величину  $\chi_p = 0.23 \cdot 10^{-5}$ . Найденная величина парамагнитной восприимчивости позволяет определить парамагнитную намагниченность продольного АС при любом значении внешнего продольного магнитного поля. При  $H = 3.98 \cdot 10^4$  А/м  $J_p = \chi_p \cdot H = 0.092$  А/м.

Таким образом, экспериментальные исследования показывают, что продольный АС, сформированный в неравновесной ЭДП в образцах антимонида индия, при воздействии на него внешнего продольного магнитного поля проявляет парамагнитные свойства. Парамагнитная восприимчивость АС согласно полученным результатам по порядку своей величины укладывается в типичном пределе, составляющем  $10^{-7} - 10^{-3}$  для магнетиков. При таком столь малом численном значении парамагнитной восприимчивости магнитная проницаемость ( $\mu = 1 + 4\pi\chi_p$ ) АС незначительно отличается от магнитной проницаемости вакуума.

#### Список использованных источников:

1. Кернер Б.С., Синкевич В.Ф. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т.36. С. 359.
2. Ващенко В.А., Кернер Б.С., Осипов В.В., Синкевич В.Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. С. 1378.
3. Hayashi T., Morita T., Fukaya M., Hasegawa E. // Japan J. Appl. Phys. 1974. V. 13. № 10. P. 1667.
4. Symanzyk R., Gaelings S., Jäger D. // Phys. Lett. A. 160. 1991. P.397.
5. Кернер Б.С., Осипов В.В., Романко М.Т., Синкевич В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.44(2). С. 77
6. Винославский М.Н. // ФТТ. 1989. Т.31. С. 315.
7. Степуренко А.А. // ФТП. 1994. Т. 28. С. 402.
8. Степуренко А.А. // ФТП. 1886. Т. 30. С. 76.
9. Kamilov I.K., Stepurenko A.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1996. V.194. P.643.
10. Камиллов И.К., Степуренко А.А., Ковалёв А.С. // ФТП. 2002. Т.36. С. 187.
11. Камиллов И.К., Степуренко А.А., Гумметов А.Э. // ФТП. 2014. Т.48. С.145.
12. Hilsun C. and Rose-Jnnes A. C. Semiconducting III – V Compounds., Permamon Press. Oxford / London / New York / Paris. 1961, p. 323.
13. Вонсовский С.В. Магнетизм. Изд-во «Наука», Москва, 1971, с.1032.
14. Голуб Л.Е. Тезисы докладов. VII Российская конференция по физике полупроводников. Москва, 18 – 23 сентября 2005. (35).
15. Камиллов И.К., Степуренко А.А., Гумметов А.Э. // ФТП. 2010. Т.44. С. 721.