

ПАРАМАГНИТИЗМ ПРОДОЛЬНОГО АВТОСОЛИТОНА В p -InSb В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН

Поступила в редакцию 10.01.2017 г.

Аннотация. Экспериментально показано, что продольный термодиффузионный автосолитон, сформированный в неравновесной электронно-дырочной плазме в p -InSb, во внешнем продольном магнитном поле приобретает парамагнитные свойства. В рамках механизма возникновения парамагнетизма Паули в вырожденной плазме предложено, что различие токов на Гаусс-амперной характеристике вызвано появлением избыточной концентрации спиориентированных электронов с аддитивной подвижностью. Предлагается расчет и численные оценки парамагнитной восприимчивости и намагниченности продольного автосолитона в продольном магнитном поле, откуда следует, что парамагнитная восприимчивость автосолитона по порядку своей величины укладывается в типичном пределе для магнетиков.

Ключевые слова: автосолитоны, полупроводники, неравновесность, магнетон Бора, электронно-дырочная плазма, парамагнетизм, магнитное поле.

PARAMAGNETISM OF THE LONGITUDINAL AUTOSOLITON IN p – InSb UNDER LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

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

Abstract. Experimental measurements show that the longitudinal thermal-diffusion autosoliton formed in p -InSb non-equilibrium electron-hole plasma gains paramagnetic properties in an external longitudinal magnetic field. We suggest, within the framework of the Pauli paramagnetism mechanisms, that the difference in currents in Gauss-ampere characteristics is caused by the appearance of a residual concentration of spin-oriented electrons with the additive mobility. The calculations and numerical estimations of the paramagnetic susceptibility and magnetization of the longitudinal autosoliton in the longitudinal magnetic field are proposed. According to computational results the autosoliton paramagnetic susceptibility by order of magnitude stays within the limit typical for magnets.

Keywords: autosoliton, semiconductors, non-equilibrium, dissipative structure, oscillations, degenerated electron-hole plasma, paramagnetism, Bohr magneton, magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

Проявлению магнетизма подвержены буквально все вещества и в любом состоянии, поскольку магнитные свойства вещества определяются в основном элементарными частицами — электронами, входящие в состав каждого атома, из которых и состоят вещества.

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. В одних полупроводниках формируются статические и пульсирующие АС, в других — бегущие АС, движущиеся с определенной скоростью без затухания, в третьих — в виде шнуров тока. Сравнительно просто реализуются как бегущие (поперечные) АС, так и в виде шнуров тока (продольные) АС в ЭДП, созданной джоулевым разогревом [7, 8] в образцах ($\vec{E}/l > 0.03$ см, где \vec{E} — вектор напряженности электрического поля, l — длина исследованных образцов) 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. Указанное обстоятельство позволяет считать, что проводимость образца определяется, скорее всего, проводимостью АС.

Электрон, являющийся основной составной частью АС, может быть одновременно двойным источником магнетизма — орбитального и спинового.

Экспериментально показано [11], что рассматриваемый продольный АС приобретает диамагнитные свойства во внешнем продольном магнитном поле. Феноменологическое рассмотрение данного утверждения позволило получить ряд выражений для магнитных и диамагнитных свойств продольного АС, в числе которых и диамагнитная восприимчивость:

$$\chi_d = -0.1\alpha/n^2,$$

где $\alpha = \mu_0 e I_{АС} l / 4\pi m_e \mu_p V$, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $I_{АС}$ — ток АС, μ_p — подвижность дырок, V — приложенное к образцу напряжение, $n = H/H_0$, H — напряженность магнитного поля, H_0 — минимальное магнитное поле, при котором циклотронный радиус закручивания электронов становится равным диффузионной длине электрона, $n = 1, 2, 3, \dots$. Из эксперимента $H_0 = 2 \cdot 10^3$ А/м, тогда $\chi_d = -1.56(H_0/H)^2$.

Известно, что электрон имеет собственный магнитный момент, обусловленный его собственным механическим моментом — спином. Во внешнем магнитном поле спиновые магнитные моменты ориентируются преимущественно по полю, создавая результирующий магнитный момент. Ранее указывалось, что продольный АС, созданный джоулевым разогревом, в p -InSb представляет собой локализованную область высокой концентрации носителей заряда. Оценка удельной концентрации носителей заряда $n_{АС}$ исследуемых образцов дает, как указывалось ранее [12], значение $n_{АС} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Степень вырождения $\eta = \varepsilon_F / kT$, где $\varepsilon_F = \hbar^2 (3n_{АС})^{2/3} / 2m_e (8\pi)^{2/3}$ — энергия Ферми, $m_e = 0.03m_0$ [13], 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

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

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

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 ε_F . Поэтому число электронов, участвующих в переориентации спинов, относится к суммарному их количеству в зоне как TT_F , где T_F – температура Ферми. Спиновый магнитный момент электронов в АС в продольном магнитном поле H можно записать

$$M_p = [n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 j(j+1)H/3kT] \cdot T/T_F \quad [14], \text{ при } j = 1/2,$$

$$M_p = n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 H/4kT_F = n_e \mu_0 \mu_B^2 g^2 H/4\varepsilon_F, \quad (1)$$

где μ_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, μ_a – амбиполярная подвижность носителей заряда $\mu_a = 2\mu_e \mu_p / (\mu_e + \mu_p)$, $\mu_e = 100\mu_p$ [13], $\mu_a = 2\mu_p$. В итоге $n_e = I_{AC} l / 4S e \mu_p V$. Согласно (1) $M_p = I_{AC} l \mu_0 \mu_B^2 g^2 H / 16S e \mu_p \cdot V \varepsilon_F$. С другой стороны $M_p = \chi_p H$, где χ_p – парамагнитная восприимчивость АС. Учитывая (1), получим

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

Количество электронов Δn_e переориентированных в АС в продольном магнитном поле, т. е. тот избыток электронов, спин которых направлен вдоль приложенного магнитного поля, можно найти, принимая во внимание известные положения. В гиротропных системах энергии электронов с противоположными спинами различны даже в отсутствие внешнего магнитного поля [15]. 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:

$$I_{\vec{H}} = S j_1 = S e n_{AC} \mu_a (\vec{H}) + e \Delta n_e \uparrow \mu_e \uparrow E,$$

$$I_{\overleftarrow{H}} = S j_2 = S e n_{AC} \mu_a (\overleftarrow{H}) + e \Delta n_e \downarrow \mu_e \downarrow E,$$

$$\Delta I = I_{\overleftarrow{H}} - I_{\vec{H}} = (e \Delta n_e \uparrow \mu_e \uparrow - e \Delta n_e \downarrow \mu_e \downarrow) S E,$$

$$|\vec{H}| = |\overleftarrow{H}|,$$

$$\Delta n_e \uparrow = \Delta n_e \downarrow = \Delta n_e,$$

$$\Delta I = e \Delta n_e S E \mu_e \uparrow - \mu_e \downarrow = e \Delta n_e 2\delta\mu_e S E. \quad (3)$$

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

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

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

ЭКСПЕРИМЕНТ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

О появлении избыточной концентрации электронов Δn_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, влияющая 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 $\tau_E = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$. 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 $n_e = n_{AC} / 2 = 0.53 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

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 $|\vec{H}| = |\overleftarrow{H}|$, воздействующих на образец,

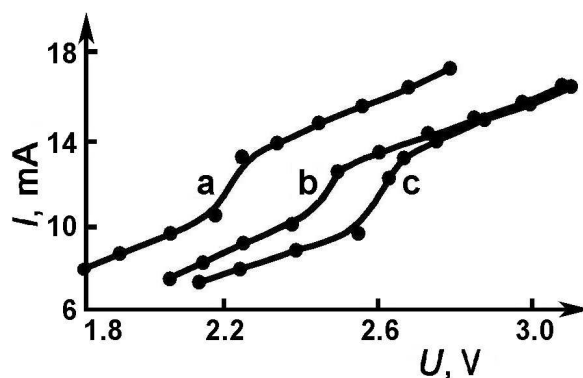


Рис. 1. Импульсные ВАХ исследуемого образца: в отсутствие магнитного поля $H = 0$ (a), в присутствии магнитного поля направлений \vec{H} (b) и \overleftarrow{H} (c).

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 и без того плотной плазмы в результате сжатия шнура тока [16]. Хотя $|\vec{H}| = |\vec{H}|$, наблюдаемое различие токов в зависимости от направления продольного магнитного 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 Δn_e с определенным направлением спина электронов, подвижность $\mu_e \uparrow$ которых отличается от

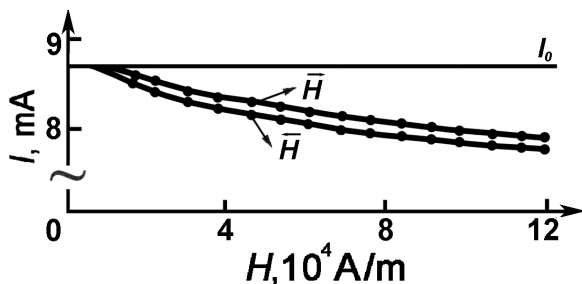


Рис. 2. Зависимость тока продольного АС от приложенного продольного магнитного поля направлений: $E \uparrow \uparrow H$ и $E \uparrow \downarrow H$ — ГАХ.

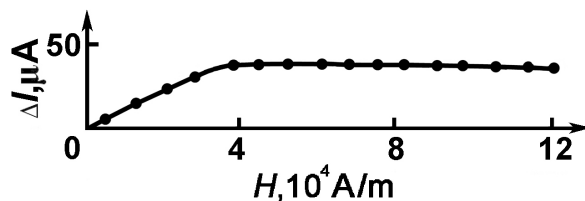


Рис. 3. Зависимость разности токов АС ΔI от приложенного продольного магнитного поля направлений: $E \uparrow \uparrow H$ и $E \uparrow \downarrow H$.

подвижности электронов со спинами противоположного направления $\mu_e \downarrow$. В результате появится разность токов $\Delta I = Se\Delta n_e(\mu_e \uparrow - \mu_e \downarrow)V/l = Se\Delta n_e 2\delta\mu_e V/l$.

На рис. 3 приводится график зависимости разности токов АС $\Delta I = I_{\vec{H}} - I_{\tilde{H}}$, полученных воздействием на ток продольного АС продольным магнитным полем противоположных направлений (рис. 2) от этого магнитного поля. Как видно из этого рисунка, указанная зависимость нарастает до $3.6 \cdot 10^{-5} A$ при $H = 3.98 \cdot 10^4 A/m$, выходя далее на насыщение. Анализируя выражение (6), можно заметить, что оно согласуется с экспериментальной кривой для ΔI в интервале магнитных полей до $H = 3.98 \cdot 10^4 A/m$.

Насыщение на кривой, рис. 3 может быть обусловлено тем, что с повышением внешнего 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} , поддержанная постоянством приложенного электрического поля, может нарушаться воздействием магнитного поля. В работе [16] 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 проводимости 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 $\delta\mu_e$

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

Имеем $\Delta I = 3.6 \cdot 10^{-5} A$, $l = 5 \cdot 10^{-4} m$, $n_e = 0.53 \cdot 10^{24} m^{-3}$, $S = 0.785 \cdot 10^{-10} m^2$, $V = 0.97 V$, $H = 3.98 \cdot 10^4 A/m$, $\epsilon_F = 1.94 \cdot 10^{-20} Дж$, $g = -56$ [13]. Подставляя эти значения в выражение для (7), получим $\delta\mu_e = 0.074 m^2/V \cdot c$. 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 Δn_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 $\delta\mu_e = \pm 0.074 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В электрическом поле амбиполярная дрейфовая подвижность носителей имеет значение $\mu_a = 2\mu_p = 0.3388 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Амбиполярная подвижность спиориентированных электронов будет $(0.3388 \pm 0.074) \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Собственную подвижность электронов μ_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 спиориентированных электронов получается равной $\mu_e = 17.11 \pm 3.74 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Появляющееся в продольном магнитном поле избыточное количество спиориентированных электронов, рассчитанное согласно (5), имеет величину 10^{22} м^{-3} . Эти электроны составляют $\Delta n_e/n_{AC} = 10^{22} \text{ м}^{-3}/1.05 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3} \approx 1\%$ от общей концентрации носителей в АС. Их аддитивная подвижность, равная $\delta\mu_a = \pm 0.074 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ или $\delta\mu_e = \pm 3.74 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, составляет 22% от амбиполярной и собственной подвижности электронов соответственно.

Подставляя известные численные значения параметров в выражение для парамагнитной восприимчивости (2) $\chi_p = I_{AC}l\mu_0\mu_B^2g^2/16Se\mu_pV\varepsilon_F$, 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 $H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$ $J_p = \chi_p \cdot H = 0.092 \text{ А/м}$.

ВЫВОДЫ

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. Вывод этот следует из того, что наблюдается различие токов продольного АС на ГАХ в зависимости от направления воздействующего на образец продольного магнитного поля. Воспользовавшись предложенным Паули механизмом возникновения парамагнетизма в продольном магнитном поле в вырожденной плазме, каковой является ЭДП тока продольного АС, показали, что различие токов на ГАХ вызвано появлением избыточной концентрации спиориентированных электронов ($\Delta n_e \uparrow$ при \vec{H} и $\Delta n_e \downarrow$ при \vec{H}), отличающиеся подвижностями в зависимости от поляризации спина — $\mu \uparrow \neq \mu \downarrow$. Аддитивная подвижность спиориентированных электронов, составляющих 1% от концентрации носителей в АС, в свою очередь, составляет 22% от амбиполярной или собственной подвижности электронов. Определены парамагнитная восприимчивость $\chi_p = 0.23 \cdot 10^{-5}$ и парамагнитная намагниченность $J_p = 0.092 \text{ А/м}$ ($H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$) продольного АС. 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. Если учесть наличие диамагнетизма у исследуемого продольного АС, магнитную восприимчивость продольного АС в $p\text{-InSb}$ можно рассматривать как аддитивную сумму парамагнитной и диамагнитной восприимчивостей: $\chi = \chi_p + \chi_d = 0.23 \cdot 10^{-5} - 1.56(H_0/H)^2$. Можно констатировать: парамагнитная восприимчивость продольного АС не зависит от внешнего продольного магнитного поля, а определяется только параметрами АС. В то же время диамагнитная восприимчивость этого АС кроме того, что задается параметрами самого АС, приобретает обратноквадратичную зависимость от внешнего магнитного поля. Оценка восприимчивостей показывает: при небольших магнитных полях ($2 \cdot 10^3 \text{ А/м} < H < 10^5 \text{ А/м}$) превалирует по абсолютной величине диамагнитная восприимчивость; при $H > 10^5 \text{ А/м}$ диамагнитная восприимчивость по порядку величины

становится сравнимой с парамагнитной восприимчивостью и при возрастании внешнего магнитного поля стремительно убывает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кернер, Б. С. Многошнуровые и многодоменные стационарные состояния в горячей электронно-дырочной плазме GaAs / Б. С. Кернер, В. Ф. Синкевич // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1982. — Т. 36. — С. 359.
2. Расслоение инжектированной электронно-дырочной плазмы высокой плотности в пленках арсенида галлия / В. А. Ващенко Б. С. Кернер В. В. Осипов В. Ф. Синкевич // Физика и техника полупроводников. — 1989. — Т. 23. — С. 1378.
3. Observation of Low Frequency Current Pulses in Si $p-n$ Diodes / T. Hayashi, T. Morita, M. Fukaya, E. Hasegawa // Japan J. Appl. Phys. — 1974. — V. 13, № 10. — P. 1667.
4. Symanczyk, R. Observation of spatio-temporal structures due to current filaments in Si pin diodes / R. Symanczyk, S. Gaelings, D. Jäger // Phys. Lett. A. — 1991. — V. 160. — P. 397.
5. Расслоение электронно-дырочной плазмы и голубая электролюминесценция в области статического домена GaAs / Б. С. Кернер, В. В. Осипов, М. Т. Романенко, В. Ф. Синкевич // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1986. — Т. 44. — С. 77.
6. Винославский, М. Н. Экспериментальное обнаружение горячих автосолионов большой амплитуды в слабо разогретой электрическим полем электронно-дырочной плазме / М. Н. Винославский // Физика твердого тела. — 1989. — Т. 31, вып. 8. — С. 315–317.
7. Степуренко, А. А. Автосолионы в антимониде индия / А. А. Степуренко // Физика и техника полупроводников. — 1994. — Т. 28, вып. 3. — С. 402–406.
8. Степуренко, А. А. Автосолионы в разогретой и возбужденной импульсом электрического поля электронно-дырочной плазме антимонида индия / А. А. Степуренко // Физика и техника полупроводников. — 1996. — Т. 30, вып. 1. — С. 76–81.
9. Stepurenko, A. A. Autosolitons in electron-hole plasma of InSb heated by electric pulses / A. A. Stepurenko, I. K. Kamilov // Phys. Stat. Sol. (b). — 1996. — V. 194, iss. 2. — P. 643–648.
10. Степуренко, А. А. Распределение носителей заряда в диссипативной структуре в полупроводниках / А. А. Степуренко, И. К. Камилов, А. С. Ковалёв // Физика и техника полупроводников. — 2002. — Т. 36, вып. 2. — С. 187–191.
11. Степуренко, А. А. Намагниченность и диамагнетизм продольного автосолитона в p -InSb во внешнем продольном магнитном поле / А. А. Степуренко, И. К. Камилов, А. Э. Гумметов // Физика твердого тела. — 2016. — Т. 58, № 7. — С. 1296–1302.
12. Степуренко, А. А. Спиновая поляризация электронов и ток в продольном автосолидоне в p -InSb в продольном магнитном поле / А. А. Степуренко, И. К. Камилов, А. Э. Гумметов // Физика и техника полупроводников. — 2014. — Т. 48, вып. 2. — С. 145–148.
13. Nilsum, C. Semiconducting III – V Compounds., Permamon Press / C. Nilsum, A. C. Rose-Innes. — Oxford – London – New York – Paris, 1961. — 323 p.
14. Вонсовский, С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. — М. : Наука, 1971. — 1032 с.
15. Голуб, Л. Е. Ориентация спинов электрическим током в гетероструктурах и объемных полупроводниках / Л. Е. Голуб // VII Российская конференция по физике полупроводников: тез. докл. — Москва, 2005. — С. 35.
16. Степуренко, А. А. Особенности формирования и эволюции продольного автосолитона в p -InSb в продольном магнитном поле / А. А. Степуренко, И. К. Камилов, А. Э. Гумметов // Физика и техника полупроводников. — 2010. — Т. 44, вып. 6. — С. 721–728.

REFERENCES

1. Kerner B.S., Sinkevich V.F. Multi-string and multi-domain stationary states in a hot electron-hole GaAs plasma. [Kerner B.S., Sinkevich V.F. *Mnogoshnurovye i mnogodomennye stacionarnye*

sostoyaniya v goryachej e'lektronno-dyrochnoj plazme GaAs]. *Pis'ma v Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoj fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 1982, vol. 36, pp. 359.

2. Vashenko V.A., Kerner B.S., Osipov V.V., Sinkevich V.F. Multi-string and multi-domain stationary states in a hot electron-hole GaAs plasma. [Vashhenko V.A., Kerner B.S., Osipov V.V., Sinkevich V.F. Rassloenie inzhektirovannoj e'lektronno-dyrochnoj plazmy vysokoj plotnosti v plenkax arsenida galliya]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov — Semiconductors*, 1989, no. 23, pp. 1378.

3. Hayashi T., Morita T., Fukaya M., Hasegawa E. Observation of Low Frequency Current Pulses in Si $p - \nu - n$ Diodes. *Japan J. Appl. Phys.*, 1974, vol. 13, no. 10, pp. 1667.

4. Symanczyk R., Gaelings S., Jäger D. Observation of spatio-temporal structures due to current filaments in Si pin diodes. *Phys. Lett. A*, 1991, vol. 160, p. 397.

5. Kerner B.S., Osipov V.V., Romanenko M.T., Sinkevich V.F. Stratification of the electron-hole plasma and blue electroluminescence in the region of the static GaAs domain. [Kerner B.S., Osipov V.V., Romanenko M.T., Sinkevich V.F. Rassloenie e'lektronno-dyrochnoj plazmy i golubaya e'lektroluminescenciya v oblasti staticheskogo domena GaAs]. *Pis'ma v Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoj fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 1986, vol. 44, p. 77.

6. Vinoslavskii M.N. Experimental detection of hot autosolitons of large amplitude in a weakly electron-hole plasma heated by an electric field. [Vinoslavskij M.N. E'ksperimental'noe obnaruzhenie goryachix avtosolitonov bol'shoj amplitudy v slabo razogretoj e'lektricheskim polem e'lektronno-dyrochnoj plazme]. *Fizika tverdogo tela — Physics of the Solid State*, 1989, vol. 31, iss. 8, pp. 315–317.

7. Stepurenko A.A. Autosolitons in indium antimonide. [Stepurenko A.A. Avtosolitony v antimonide indiya]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov — Semiconductors*, 1994, vol. 28, iss. 3, pp. 402–406.

8. Stepurenko A.A. Autosolitons in a heated and excited by an electric field pulse electron-hole plasma of indium antimonide. [Stepurenko A.A. Avtosolitony v razogretoj i vzbuzhdennoj impul'som e'lektricheskogo polya e'lektronno-dyrochnoj plazme antimonida indiya]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov — Semiconductors*, 1996, vol. 30, iss. 1, pp. 76–81.

9. Stepurenko A.A., Kamilov I.K. Autosolitons in electron-hole plasma of InSb heated by electric pulses. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1996, vol. 194, iss. 2, pp. 643–648.

10. Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Kovalev A.S. Distribution of charge carriers in dissipative structure of semiconductors. [Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Kovalev A.S. Raspredelenie nositelej zaryada v dissipativnoj strukture v poluprovodnikax]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov — Semiconductors*, 2002, vol. 36, no. 2, pp. 187–191.

11. Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. Magnetization and diamagnetism of a longitudinal autosoliton in p-InSb in an external longitudinal magnetic field. [Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. Namagnichennost' i diamagnetizm prodol'nogo avtosolitona v p-InSb vo vneshnem prodol'nom magnitnom pole]. *Fizika tverdogo tela — Physics of the Solid State*, 2016, vol. 58, no. 7, pp. 1296–1302.

12. Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. The spin polarization of electrons and the current of the longitudinal autosoliton in p-InSb in the longitudinal magnetic field. [Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. Spinovaya polyarizaciya e'lektronov i tok v prodol'nom avtosolitone v p-InSb v prodol'nom magnitnom pole]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov — Semiconductors*, 2014, vol. 48, iss. 2, pp. 145–148.

13. Hilsum C., Rose-Jones A. C. *Semiconducting III – V Compounds.*, Permamon Press. Oxford – London – New York – Paris, 1961, 323 p.

14. Vonsovskii S.V. *Magnetism.* [Vonsovskij S.V. Magnetizm]. Moscow: Nauka, 1971, 1032 p.

15. Golub L.E. Spin orientation by electric current in heterostructure bulk semiconductor. [Golub L.E. Orientaciya spinov e'lektricheskim tokom v geterostrukturax i ob'emnyx poluprovodnikax]. In Proceedings of the 7th Russian Conference on Semiconductor Physics, Moscow, Sept. 2005, 18–23, 35 p.

16. Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. Specific features of formation and evolution of a longitudinal autosoliton in p-InSb in a longitudinal magnetic field. [Kamilov I.K., Stepurenko A.A., Gummetov A.E. Osobennosti formirovaniya i e'volucii prodol'nogo avtosolitona v p-InSb v prodol'nom magnitnom pole]. *Fizika i texnika poluprovodnikov – Semiconductors*, 2010, vol. 44, iss. 6, pp. 721–728.

Камилов Ибрагимхан Камилович, член-корр. РАН, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр., Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Республика Дагестан, Россия

Kamilov Ibragimkhan Kamilovich, corresponding member RAS, Institute of Physics, Daghestan Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, Makhachkala, Daghestan, Russian Federation

Степуренко Анатолий Александрович, к.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Республика Дагестан, Россия
E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

Stepurenko Anatoliy Aleksandrovich, l.r., Institute of Physics, Daghestan Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, Makhachkala, Daghestan, Russian Federation
E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

Гумметов Адиль Эубович, науч. сотр., Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Республика Дагестан, Россия

Gummetov Adil' Eubovich, r., Institute of Physics, Daghestan Scientific Centre, Russian Academy of Sciences, Makhachkala, Daghestan, Russian Federation