

УДК 621.315.592

Особенности формирования и эволюции продольного автосолитона в p -InSb в продольном магнитном поле

© И.К. Камилов, А.А. Степуренко[¶], А.Э. Гумметов

Институт физики Дагестанского научного центра
Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 30 сентября 2009 г. Принята к печати 7 октября 2009 г.)

Экспериментально исследовалось влияние продольного магнитного поля на процесс формирования и проведение продольного автосолитона, реализованного в неравновесной и возбужденной электронно-дырочной плазме в p -InSb. Показано, что пороговые характеристики формирования автосолитона понижаются в продольном магнитном поле, появляются диамагнитные свойства автосолитона, которые сохраняются и после прекращения воздействия магнитного поля. При магнитных полях $9.6 \cdot 10^3 - 4.6 \cdot 10^4$ А/м возбуждаются неустойчивости тока автосолитона с частотой в пределах 2–20 кГц. Амплитуда и частота этих неустойчивостей при этом находятся в зависимости от магнитного поля. С ростом уровня возбуждения автосолитона и величины магнитного поля неустойчивость тока продольного автосолитона проявляет синергетические свойства.

При возбуждении нелинейной динамической системы, каковой является неравновесная электронно-дырочная плазма (ЭДП), созданная одним из перечисленных способов: фотовозбуждением, сильным электрическим полем, инжекцией, доменами Ганна, развалом экситонов, джоулевым разогревом, — в ней формируется диссипативная структура. Для нее характерно наличие сильнонеравновесных устойчивых уединенных областей экстремальной концентрации носителей заряда и их температуры — автосолитонов (АС) [1]. В электрическом поле в неплотной ЭДП формируются поперечные АС, представляющие собой локализованные области пониженной концентрации носителей заряда и их повышенной температуры — горячие АС [2]. В несимметричной ЭДП ($\mu_e \gg \mu_p$) поперечные АС движутся в электрическом поле в виде доменов сильного электрического поля [3]. В плотной ЭДП ($\mu \propto 1/n$, $j = \sigma E \propto T^{3/2}E$) формируются продольные АС в виде шнура тока с резко неоднородным поперечным распределением концентрации носителей заряда и их температуры [4,5]. В работе [5] показано, что кратковременный дополнительный локальный разогрев носителей приводит к образованию в устойчивой слабо разогретой ЭДП АС в виде параллельного приложенному электрическому полю цилиндра высоких температур и низкой концентрации носителей заряда — горячий АС. Однако в сильно разогретой однородной устойчивой ЭДП кратковременным локальным увеличением скорости генерации носителей можно возбудить холодный продольный АС, представляющий собой локализованную область высокой концентрации носителей и их низкой температуры. Существование и устойчивость холодного АС определяются тем, что из области повышенной концентрации носителей в центре АС благодаря диффузии происходит постоянный отток избыточных генерируемых носителей на периферию,

уравновешиваемый противоположным термодиффузионным потоком носителей.

В узкозонном полупроводнике p -InSb в результате джоулева разогрева собственная концентрация носителей становится достаточно высокой (неравновесная ЭДП) уже при относительно низкой температуре порядка $T \approx 140$ К в области, локализованной вдоль центральной оси образца или близко к ней [6]. Подвижность электронов намного превышает подвижность дырок $\mu_e \gg \mu_p$ [7], время релаксации энергии дырок на фононах τ_{ef}^p при этом много меньше времени релаксации энергии электронов на дырках — $\tau_{eep} \gg \tau_{ef}^p$. Поэтому можно считать, что дырки не разогреваются ни в электрическом поле, ни при взаимодействии с электронами, т.е. их средняя энергия определяется температурой решетки T_0 .

Экспериментальными исследованиями [8] было установлено, что продольные АС, сформированные в ЭДП, созданной джоулевым разогревом в компенсированном хромом p -InSb, являются холодными. Вследствие того что в таком АС 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 $\mu_e \approx 100\mu_p$ [7], область вдоль центральной оси АС окажется с избытком дырок. Диффузионный поток электронов от центра АС к периферии, приложенное продольное для образца магнитное поле, являющееся поперечным к направлению этого диффузионного потока электронов, и продольное электрическое поле приведут к тому, что эти электроны начнут вращаться по спирали вокруг центральной области, обогащенной дырками, вместе с которыми эти электроны участвуют в амбиполярном дрейфе в электрическом поле, приложенном к образцу. В то же время, согласно закону индукции, с изменяющимся во времени магнит-

[¶] E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

ным полем неразрывно связано электрическое поле E_i . Отклонение диффузионного потока электронов в поперечном направлении относительно области, обогащенной дырками с учетом индукционного электрического поля E_i , может составить $r_e = L_e \pm \mu_e E_i \tau_e$ в зависимости от направления продольного магнитного поля, где L_e — длина диффузионного смещения электрона, τ_e — время жизни электрона. При достаточно сильном магнитном поле H ларморовский радиус движения электронов $r_l = m\mathcal{V}/eH$ становится сравнимым с отклонением r_e , т.е. $r_e \cong m\mathcal{V}_d/eH$, где \mathcal{V}_d — диффузионная скорость электронов. Итак, имеем

$$L_e \pm \mu_e E_i \tau_e \leq m\mathcal{V}_d/eH. \quad (1)$$

Преобразование (1) при известных соотношениях входящих сюда величин дает значения для H :

$$H \geq (mkT)^{1/2} / [\mu(mkT)^{1/2} \pm m\mu^2 E_i]. \quad (2)$$

При этом значении магнитного поля траектории движения электронов становятся как бы замкнутыми.

Исходя из всего этого, можно предположить, что продольный АС в продольном магнитном поле представляет собой цилиндр, состоящий из спиралей траекторий, движущихся вокруг обогащенной дырками области электронов, создающих собственное магнитное поле. Наведенный таким образом магнитный момент АС будет, согласно принципу Ленца, направлен противоположно направлению внешнего магнитного поля, вследствие чего напряженность магнитного поля внутри АС будет меньше, чем снаружи. Резюмируя сказанное, можно заключить, что продольный АС становится диамагнетиком во внешнем продольном магнитном поле.

В свете всего сказанного следует ожидать, что появятся некоторые отличительные особенности в процессе формирования продольного АС и поведении тока этого АС в продольном магнитном поле.

Цель настоящей работы — экспериментальные исследования процесса формирования продольного АС и поведение тока этого АС в компенсированном хромом p -InSb при воздействии на образец продольного магнитного поля в противоположных его направлениях.

Для исследования использовался ряд образцов кристаллов p -InSb с размерами от $2.5 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-1} см с концентрацией дырок $(2-4) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и с подвижностью $\mu_p = 2500-7000$ см 2 /В·с при температуре 77 К. Неравновесная ЭДП и продольные АС создавались джоулевым разогревом при воздействии импульса электрического поля длительностью $(2-3) \cdot 10^{-3}$ с. На образце, помещенный в соленоид, воздействовало магнитное поле до $7 \cdot 10^4$ А/м, длительностью $(1.5-2) \cdot 10^{-3}$ с.

Прикладываемое магнитное поле являлось слабым для дырок $\mu_p H/c = 0.025-0.063 < 1$.

Исследования проводились поэтапно. Сначала формировались вольт-амперные характеристики (ВАХ) при заданных значениях продольного магнитного поля противоположных направлений. На рис. 1 представлены ВАХ

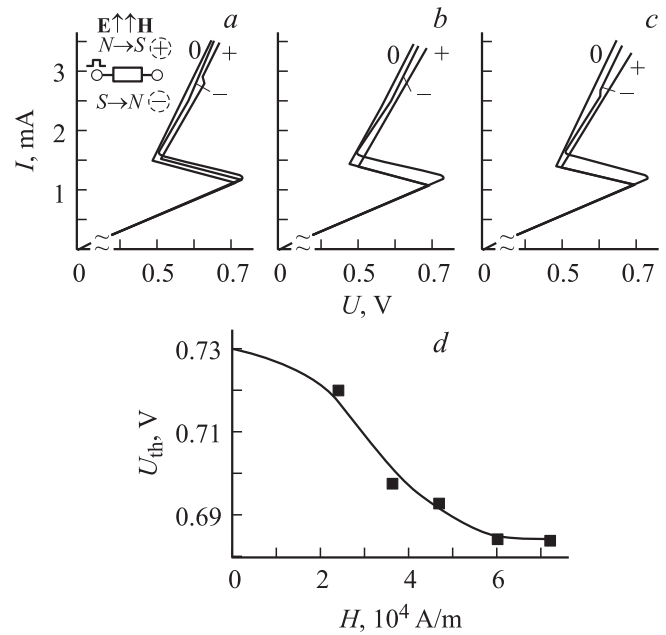


Рис. 1. Динамические ВАХ образца p -InSb при фиксированных значениях импульса приложенного продольного магнитного поля противоположных направлений: $E \uparrow\uparrow H$ и $E \uparrow\downarrow H$. a — $H_1 = 2.4 \cdot 10^4$ А/м, b — $H_2 = 3.7 \cdot 10^4$ А/м, c — $H_3 = 6.2 \cdot 10^4$ А/м, d — зависимость порогового электрического поля U_{th} формирования АС от величины приложенного продольного магнитного поля.

при фиксированных значениях магнитного поля при направлениях $N \rightarrow S (E \uparrow\uparrow H)$ и $S \rightarrow N (E \uparrow\downarrow H)$. Видно, что ВАХ, отображающие процесс формирования АС и изменение его тока с ростом электрического поля, отличаются после воздействия продольного магнитного поля, т.е. изменение тока АС в магнитных полях, направленных противоположно, происходит при меньших и в свою очередь разных значениях, чем в отсутствие магнитного поля. С повышением магнитного поля расхождение изменений тока усиливается. В работе [9] показано, что пороговое напряжение электрического поля U_{th} , при котором создается ЭДП, увеличивается с ростом магнитного поля, поперечного к направлению электрического поля. Повышение порогового напряжения связывается с магниторезистивным эффектом в поперечном магнитном поле. Из ВАХ, приведенных на рис. 1, оказывается очевидным, что пороговое напряжение, при котором создается ЭДП и формируется АС, уменьшается с ростом продольного магнитного поля.

На рис. 1, d представлен график зависимости порогового электрического поля U_{th} , при котором создается ЭДП и формируется продольный АС от приложенного продольного магнитного поля.

Полученные результаты можно понять исходя из представлений о пинчевании плазмы [10]. Плазма в наших образцах формируется в узком канале вблизи центральной оси образца джоулевым разогревом импульсом электрического поля [11] в результате появле-

ния собственной проводимости. Z-пинч вряд ли эффективен, поскольку малы токи даже уже сформированного АС — 4 мА. При приложении к образцу внешнего продольного магнитного поля в узком плазменном канале индуцируется азимутальный ток I_θ , в результате взаимодействия которого с внешним магнитным полем происходит стягивание плазменного канала к оси — θ -пинч. Появление I_θ свидетельствует о том, что носители заряда плазмы движутся по спирали, обуславливая собственный магнитный момент M , направление которого, согласно принципу Ленца, противоположно направлению внешнего продольного магнитного поля. Отсюда следует, что после воздействия продольного магнитного поля АС становится диамагнетиком. Линии магнитного поля параллельны поверхности пинча и радиально вылетающие из плазмы носители заряда закручиваются магнитным полем, процесс диффузии носителей на периферию замедляется, приводя к уменьшению поперечного размера плазменного канала. При этом длина свободного пробега носителей определяется ларморовским радиусом $r_l = em\omega/H$, который в зависимости от величины магнитного поля значительно меньше длины свободного пробега носителей. Таким образом, получаем, с одной стороны, уменьшение подвижности носителей, а с другой — сжатие плазменного канала, обуславливающее повышение плотности носителей в плазменном канале. В результате прогрев образца еще более локализуется с ростом магнитного поля, отчего создание ЭДП и формирование АС происходят при меньших значениях напряжения приложенного к образцу электрического поля и тока плазмы. При достижении напряжения электрического поля выше порогового ток на ВАХ скачком растет, свидетельствуя о появлении собственной проводимости, т.е. ЭДП и формирования в ней АС в виде шнура тока, поведение которого линейно в некотором интервале напряжений электрического поля. Линия тока на ВАХ в отсутствие магнитного поля всегда выше линии тока на ВАХ в магнитном поле. Линии тока на ВАХ в магнитном поле в свою очередь значительно отличаются по величине тока. Это связано с тем, что появляющаяся эдс индукции, наведенная в радиальном диффузионном потоке электронов при изменении тока в продольном магнитном поле, изменяет радиальный размер шнура на величину $\Delta L_e = \pm \mu_e E_i \tau_e$ в зависимости от направления магнитного поля. Поэтому электроны в шнуре с большим радиусом обладают и большей подвижностью, что сказывается на величине тока на ВАХ в магнитных полях разных направлений.

Важным свойством АС является то, что наведенный внешним продольным магнитным полем собственный магнитный момент сохраняется и после прекращения воздействия внешнего магнитного поля. На рис. 2 представлены ВАХ: *a* — ВАХ образца формируется при наличии магнитного поля; *b* — магнитное поле присутствует до порогового напряжения U_{th} при формировании ВАХ полностью; *c* — магнитное поле присутствует после порогового напряжения; *d* — магнитное поле

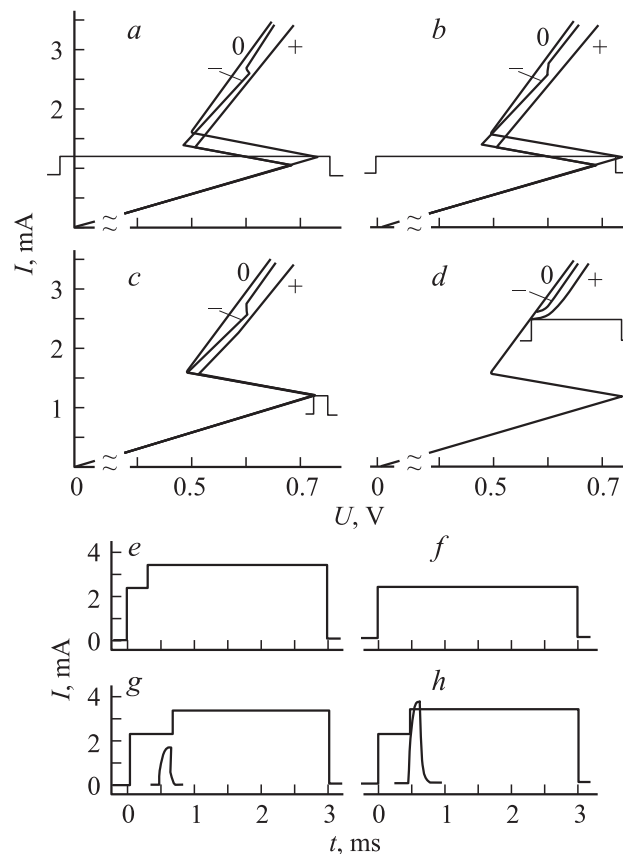


Рис. 2. Динамические ВАХ образца $p\text{-InSb}$ при воздействии импульса продольного магнитного поля $H = 6.2 \cdot 10^4$ А/м на направлениях $E \uparrow H$ и $E \downarrow H$: *a* — время воздействия охватывает весь процесс формирования ВАХ, *b* — время воздействия происходит до формирования АС, *c* — время воздействия происходит во время формирования АС, *d* — время воздействия происходит через 0.6 мс после формирования АС; временные реализации тока: *e* — импульс со шнуром тока при $U > U_{th}$, $H = 0$, *f* — импульс в отсутствие шнура тока при $U < U_{th}$, $H = 0$, *g* — импульс со шнуром тока при $U < U_{th}$, $H_0 = 1.68 \cdot 10^4$ А/м, *h* — импульс со шнуром тока при $U < U_{th}$, $H_1 = 3.66 \cdot 10^4$ А/м.

присутствует уже при наличии АС при формировании ВАХ. ВАХ на рис. 2, *a* и *b* идентичны, хотя время воздействия магнитного поля на процесс формирования ВАХ на рис. 2, *b* завершается до того, как создается ЭДП и реализуется АС. Как видно из рис. 2, *c* и *d*, собственный магнитный момент появляется только при воздействии внешнего продольного магнитного поля и, что очень важно, сохраняется и после прекращения этого воздействия.

На этом же рисунке представлены временные реализации импульса тока при воздействии на образец импульса продольного магнитного поля. На рис. 2, *e* показано возникновение шнура тока, свидетельствующее о формировании АС в образце при напряжении электрического поля $U > U_{th}$, приложенном к образцу. Рис. 2, *f* иллюстрирует импульс тока при отсутствии

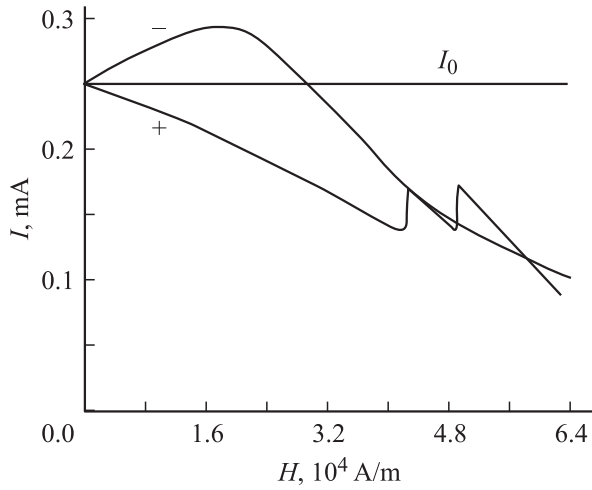


Рис. 3. Зависимость тока продольного АС от приложенного продольного магнитного поля направлений: $E \uparrow \uparrow H$ и $E \uparrow \downarrow H$ — ГАХ.

шнура тока в образце при напряжении электрического поля $U < U_{th}$. На рис. 2, *g* показан тот же самый импульс тока при воздействии на образец импульса продольного магнитного поля длительностью $\tau_H = 0.25$ мс и величиной $H_0 \uparrow = 1.68 \cdot 10^4$ А/м, а на рис. 2, *h* — при воздействии импульса магнитного поля величиной $H_1 \uparrow = 3.66 \cdot 10^4$ А/м. Полученные результаты экспериментальных исследований позволяют сделать выводы: формирование продольного АС в ЭДП, созданной джоулевым разогревом, происходит при гораздо меньших электрических полях при воздействии на образец продольного магнитного поля, чем в отсутствие этого воздействия. К тому же сформированный АС сохраняется и после прекращения воздействия продольного магнитного поля. Время формирования АС зависит от величины продольного магнитного поля, но в узком интервале значений. Величина магнитного поля, при котором начинается формирование АС, зависит от направления продольного магнитного поля. В данном конкретном случае $H_0 \uparrow = 1.68 \cdot 10^4$ А/м $>$ $H_0 \downarrow = 0.81 \cdot 10^4$ А/м. Ток сформированного АС при воздействии продольного магнитного поля не зависит от величины, длительности и направления магнитного поля.

На рис. 3 представлены графики зависимости тока АС от величины продольного магнитного поля разных направлений, воздействующего на образец, — гаусс-амперные характеристики (ГАХ). Для ГАХ характерно уменьшение тока с ростом магнитного поля, за исключением начального участка при $E \uparrow \downarrow H$, где ток слегка возрастает. Уменьшение тока 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 $\mu \propto 1/n$ для уплотняющейся и без того плотной плазмы в результате сжатия шнура тока при θ -пинче.

Возрастание тока на начальном участке ГАХ при $E \uparrow \downarrow H$ обусловлено повышением подвижности носителей заряда из-за увеличения поперечного размера шнура тока АС на $2\mu_e E_i \tau_e$ вследствие появления ЭДС индукции E_i в радиальном диффузионном потоке электронов при изменении величины продольного магнитного поля.

Скачки тока на ГАХ являются, скорее всего, результатом деления АС, происходящего вследствие процессов, возникающих в продольном магнитном поле. Как уже отмечалось, в продольном АС, находящемся в продольном магнитном поле, индуцируется азимутальный ток, происхождение которого связано с закручиванием в магнитном поле электронов, движущихся радиально от центра АС. При достижении магнитным полем величины, при которой ларморовский радиус r_1 сравнится с радиусом r отклонения электронов, конфигурация магнитного поля вследствие диамагнитного эффекта АС станет таковой, что диссипация АС может прекратиться, т.е. эволюция АС будет происходить адиабатически. Такое положение приведет к перевозбуждению АС, отчего он вынужден будет разделиться. Из-за различия радиусов $r = L_e \pm \mu_e E_i \tau_e$ в зависимости от направления продольного магнитного поля скачки тока произойдут при отличающихся значениях H_1 и H_2 напряженности магнитного поля. Согласно (2),

$$1/H_1 + 1/H_2 \leq 2\mu, \quad \mu \geq (H_1 + H_2)/2H_1H_2, \quad (3)$$

$$1/H_1 - 1/H_2 \leq 2\mu^2 E_i (mkT)^{1/2},$$

$$E_i \geq 2(kT/m)^{1/2} [H_1 H_2 (H_2 - H_1) / (H_1 + H_2)^2]. \quad (4)$$

Поперечный размер АС в продольном магнитном поле окажется равным

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= 2r = 2(L_e \pm \mu_e E_i \tau_e) \\ &= 2(\mu/l)(mkT)^{1/2} \pm (\mu_e^2 m/l) E_i. \end{aligned} \quad (5)$$

Из рис. 3 $H_1 = 4.02 \cdot 10^4$ А/м, $H_2 = 4.86 \cdot 10^4$ А/м. Величина подвижности электронов согласно (3) будет составлять $\mu_e \geq 1.81 \cdot 10^5$ см²/В·с. Учитывая, что $\mu_e/\mu_p \leq 100$, подвижность дырок составит $\mu_p \geq 1.81 \cdot 10^3$ см²/В·с, что хорошо увязывается с теми значениями, которые указаны для исследуемых образцов.

Величина напряженности электрического поля, обусловленная появляющейся ЭДС индукции, согласно (4) составляет $E_i \geq 2.48$ В/см. Численное значение поперечного размера АС согласно (5) составляет $\mathcal{L}_H = (9.8 \pm 0.92) \cdot 10^{-4}$ см. Численная величина \mathcal{L}_H близка к оценочным значениям, предлагаемым в литературе [12,13], $\mathcal{L} = (L_e)^{1/2} = (3 \cdot 10^{-3} \times 9 \cdot 10^{-4})^{1/2}$ см $\approx 1.64 \cdot 10^{-3}$ см.

Число носителей заряда в АС не меняется при воздействии продольного магнитного поля, но меняется удельная концентрация носителей в АС из-за изменения поперечного размера АС, поэтому можно считать, что

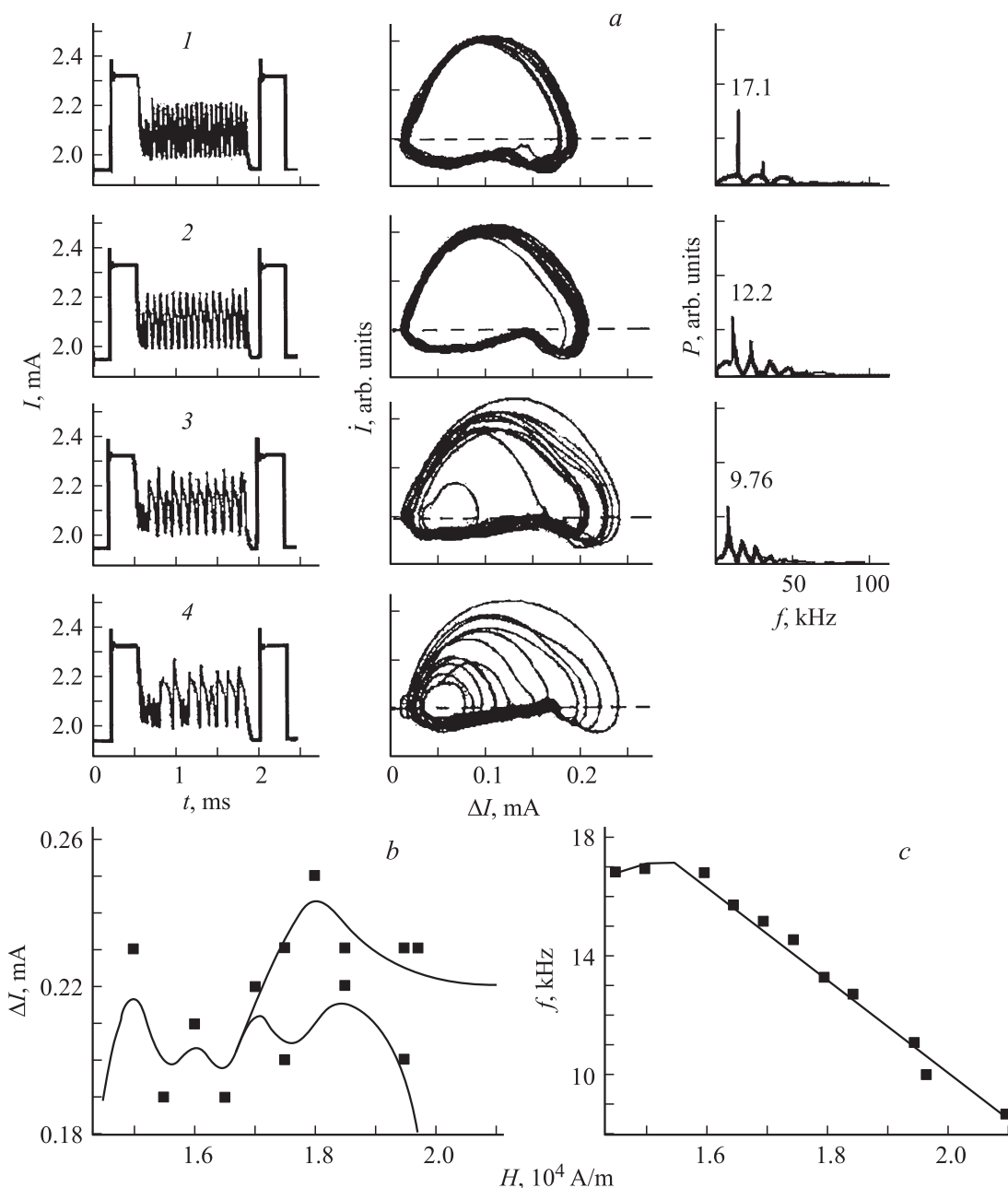


Рис. 4. *a* — осциллограммы, фазовые портреты и спектры мощности колебаний тока $I = 2.32$ мА продольного АС при разных значениях продольного магнитного поля, H , А/м: 1 — $1.5 \cdot 10^4$, 2 — $1.8 \cdot 10^4$, 3 — $2 \cdot 10^4$, 4 — $2.1 \cdot 10^4$; *b* — изменение амплитуды ΔI ; *c* — частоты f колебаний тока АС с ростом продольного магнитного поля.

изменение тока АС на ГАХ (рис. 3) происходит по причине изменения подвижности носителей заряда.

В работе [9] показано, что при определенных значениях тока продольного АС и величины поперечного магнитного поля наблюдаются релаксационные колебания тока в цепи образца, обусловленные движением под действием силы Лоренца АС в направлении периферии образца, отличающейся пониженной температурой, где существование АС неустойчиво, что приводит к цикличности процесса. В продольном магнитном поле, как показано в работе [14], происходит деление продольного

АС, причем наблюдается гистерезис по магнитному полю. Таким образом, поведение тока продольного АС в продольном магнитном поле при определенных параметрах электрического и магнитного полей может носить циклический характер, т.е. возможно появление неустойчивости тока продольного АС в продольном магнитном поле.

На рис. 4, *a* представлены осциллограммы временных реализаций тока $I(t)$ продольного АС при $I = 2.32$ мА с ростом импульса приложенного продольного магнитного поля, их фазовые портреты $\dot{I}(I)$ и спектры мощно-

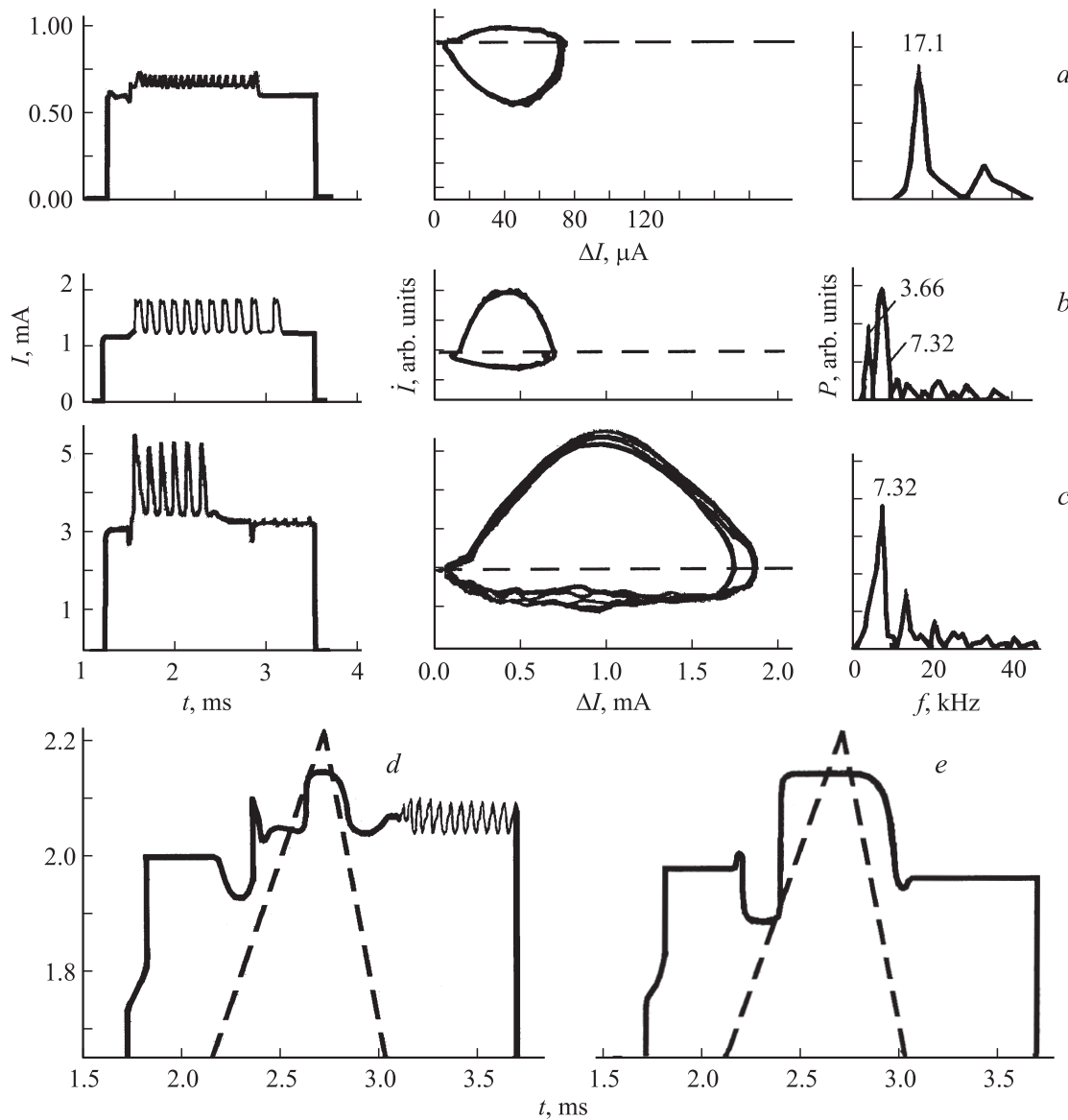


Рис. 5. Осциллограммы, фазовые портреты и спектры мощности колебаний тока продольного АС в продольном магнитном поле, вызванные: *a* — пульсацией АС, *b* — делением АС, *c* — переключением АС, *d, e* — временные реализации тока АС при воздействии импульса продольного магнитного поля: *d* — $E \uparrow \uparrow H$, *e* — $E \downarrow \downarrow H$.

сти $P(f)$. Из осциллограмм видно, что осцилляции носят релаксационный характер, фазовые портреты соответственно представляют собой несимметричные замкнутые циклы. С ростом магнитного поля в неустойчивости тока развивается бифуркация через удвоение периода, что отражено и на фазовых портретах. С дальнейшим ростом магнитного поля регулярность осцилляций нарушается, сопровождаясь их исчезновением. Как видно из рис. 4, *a*, изменение магнитного поля приводит к изменению как частоты, так и амплитуды колебаний тока продольного АС. На рис. 4, *b, c* представлены кривые зависимости амплитуды ΔI и частоты f колебаний тока от магнитного поля. Амплитуда колебаний тока нарастает, затем, осциллируя, спадает с ростом продольного магнитного поля. Наличие двух ветвей на кривой

отражает тот факт, что появляются нерегулярности в колебаниях тока, характеризующиеся набором гармоник с различной амплитудой. Частотная зависимость колебаний тока продольного АС от растущего магнитного поля (рис. 4, *c*) показывает плавное уменьшение f . Интервал значений магнитного поля, в которых происходит эволюция неустойчивостей, достаточно узок ($\Delta H = 6.1 \cdot 10^3$ А/м).

Как показывает анализ, появляющиеся неустойчивости тока продольного АС в образцах *p*-InSb в электрических полях $U = (20-50)$ В/см и внешнем продольном магнитном поле до $4 \cdot 10^4$ А/м можно разделить на три группы (рис. 5, *a, b, c*):

1) колебания тока малой амплитуды (мкА) и высокой частоты (~ 20 кГц) — рис. 5, *a*;

2) колебания тока амплитудой доли мА и частотой до 10 кГц — рис. 5, *b*;

3) колебания тока большой амплитуды — единицы мА и частотой до 10 кГц — рис. 5, *c*.

Колебания тока продольного АС в продольном магнитном поле первой группы могут быть вызваны пульсацией АС. Пульсация тока продольного АС в продольном магнитном поле может быть обусловлена тем, что при некотором значении магнитного поля, благодаря θ -пинчу, плотность тока (концентрация носителей заряда в центре АС) окажется повышенной, отчего температура этой области понизится настолько, что прекратится процесс воспроизводства собственной проводимости, что повлечет, следовательно, понижение концентрации носителей в центре АС, вызывая уменьшение тока. Подводимая мощность электрическим полем остается постоянной, что обусловит незамедлительное повышение температуры этой области и восстановление повышенной концентрации носителей в области АС, и соответственно тока. Повторяемость этого цикла вызовет периодические колебания тока в цепи образца. Частота пульсаций тока такого периодически пульсирующего АС будет $\omega \propto \tau_r^{-1}$, где τ_r — характерное время рекомбинации энергии горячих носителей.

С ростом уровня возбуждения (электрического поля, приложенного к образцу) продольного АС и величины магнитного поля амплитуда пульсаций возрастает, что в конечном счете приведет к делению АС. При делении АС скачки тока имеют большую амплитуду, период деления может включать несколько периодов пульсаций. Естественно допустить, что деление АС определяет появление колебаний второй группы.

Ранее было обнаружено [12], что после воздействия продольного магнитного поля величина исходного тока продольного АС принимает другое исходное стабильное значение, сохраняющееся и после отключения магнитного поля. Прежний АС восстанавливался при новом включении электрического поля или при смене направления продольного магнитного поля. Отличие исходных токов этих АС составляет несколько мА. Физику этого явления можно пояснить следующим образом. При некотором, достаточно большом, значении электрического поля, приложенного к образцу, формируется продольный АС, ток которого в растущем магнитном поле понижается. В результате появится вероятность возникновения параллельного, пространственно другого АС, шунтирующего первоначальный АС. При определенных параметрах электрического и магнитного полей станет возможным существование поочередно этих АС, т.е. переключение токовых шнуров. В результате появятся скачки тока, а в цепи образца неустойчивость тока большой амплитуды. Описанное явление может стать причиной появления колебаний тока третьей группы.

Экспериментально наблюдаются и такие колебания на импульсе тока, которые, возникнув при воздействии внешнего продольного магнитного поля определенного

значения и направления, сохраняются и после окончания импульса магнитного поля. На рис. 5, *d* представлены осциллограммы импульса тока, проходящего через образец, и треугольного импульса продольного магнитного поля, воздействующего на образец. Видно возникновение осцилляций тока при росте магнитного поля и на спаде. Вторые осцилляции продолжаются и в отсутствие магнитного поля. При каждом импульсе тока для появления колебаний тока необходимо воздействие импульса продольного магнитного поля.

На постоянном токе осцилляции возникают при воздействии одного импульса продольного магнитного поля и продолжаются бесконечно при отсутствии воздействия магнитного поля. Эти осцилляции исчезают при воздействии продольного магнитного поля другого направления, как и в предыдущем случае (рис. 5, *e*).

Возможное объяснение демонстрируемого эффекта сводится к тому, что при воздействии продольным магнитным полем АС становится диамагнетиком, оставаясь им и после отключения внешнего магнитного поля. В этом случае наблюдаемые осцилляции могут быть обусловлены, скорее всего, пульсацией продольного АС, стимулируемого собственным магнитным полем.

Итак, проведенные экспериментальные исследования влияния продольного магнитного поля на процесс формирования АС в ЭДП, созданной джоулевым разогревом импульсом электрического поля, и дальнейшую его эволюцию выявили ряд особенностей: наличие продольного магнитного поля приводит к понижению порогового электрического поля, при котором создается неравновесная ЭДП и формируется АС; появляющийся в продольном магнитном поле диамагнетизм АС сохраняется и после прекращения воздействия продольного магнитного поля; при определенных значениях тока АС и величине магнитного поля появляются колебания тока в цепи, обусловленные пульсацией продольного АС и делением АС, вызванные θ -пинчем.

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку работы (грант № 06-02-96613 „Конкурс Юг“).

Список литературы

- [1] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **71**, 1542 (1976).
- [2] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТТ, **21**, 2342 (1979).
- [3] В.В. Гафийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, И.В. Тыслук. ФТТ, **31**, 46 (1989).
- [4] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТТ, **13**, 891 (1979).
- [5] В.В. Гафийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, А.Г. Южанин. ФТП, **22**, 2051 (1988).
- [6] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **38**, 822 (2004).
- [7] C. Hilsun, A.C. Roze-Innes. *Semiconducting III-V Compounds* (Pergamon Press, Oxford–London–N.Y.–Paris, 1961).
- [8] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **36**, 187 (2002).

- [9] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов, А.С. Ковалёв. ФТП, **42**, 393 (2008).
- [10] Л.А. Арцимович. *Элементарная физика плазмы* (М.: Атомиздат, 1969).
- [11] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **38**, 822 (2004).
- [12] L.A. Baev. Bulg. J. Phys., **7**, 198 (1980).
- [13] T.M. Lipshits, A.Ya. Oleinikov, A.Ya. Shulman. Phys. Status Solidi, **14**, 511 (1966).
- [14] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **34**, 433 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

Features of formation and evolution of the longitudinal autosolitons in p -InSb in a longitudinal 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 influence of a longitudinal magnetic field on forming and behaviour of longitudinal autosoliton realized in nonequilibrium and excited electron-hole plasma in p -InSb was experimentally investigated. The threshold characteristics of autosoliton formation are shown to be decreased in a longitudinal magnetic field, occurred diamagnetic of properties of autosoliton, which remain after ceasing the influence of a magnetic field. The current of autosoliton with frequency within limits of 2–20 kHz excited at magnetic fields ($9.6 \cdot 10^3$ – $4.6 \cdot 10^4$) A/m are raised of. Amplitude and frequency of these instabilities depend on a magnetic field. When the longitudinal autosoliton excitation and value of magnetic field increase the current instability of autosoliton reveals the synergetic properties.