

Влияние поперечного магнитного поля на поведение продольных автосолионов в p -InSb

© И.К. Камиллов, А.А. Степуренко[¶], А.Э. Гумметов, А.С. Ковалев

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

(Получена 26 июля 2007 г. Принята к печати 4 сентября 2007 г.)

Экспериментально исследовано поведение продольного автосолитона, реализованного в неравновесной и возбужденной электронно-дырочной плазме в компенсированном p -InSb в скрещенных магнитном и электрическом полях. Показано, что при магнитных полях 6700–32 000 А/м продольный автосолитон оказывается в состоянии движения со средней скоростью $2 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^3$ см/с в направлении периферии образца, отличающейся пониженной температурой, где неустойчивое существование автосолитона приводит к цикличности процесса, обуславливая колебания тока в цепи образца. Амплитуда и частота (2144–26 855 Гц) при этом зависят от магнитного поля. С возрастанием электрического и магнитного полей неустойчивость тока продольного автосолитона проявляет синергетические свойства.

PACS: 71.45.Lr, 72.30.+q, 72.80.Ey

В работах [1–9] теоретически описаны термодиффузионные автосолионы (АС) — локализованные области экстремальной концентрации носителей и их температуры, формирующиеся в неравновесной возбужденной электронно-дырочной плазме (ЭДП). В работах [10–16] экспериментально реализованы и исследованы эти АС. Так, в [10] представлены статические АС в ЭДП, созданной ударной ионизацией в n -GaAs, в [11] экспериментально обнаружены бегущие АС в разогретой электрическим полем фотогенерируемой ЭДП в n -Ge, а в [12,13] описаны и исследованы пространственно-временные структуры в виде статических и пульсирующих токовых шнуров в кремниевых p - i - n -диодах. В [14] экспериментально показано, что поперечные, движущиеся в электрическом поле, АС в p -InSb представляют собой локализованные области пониженной концентрации носителей заряда и их повышенной температуры (горячие АС), а продольные АС — локализованные области повышенной концентрации носителей и их пониженной температуры (холодные АС). В работах [15,16] показано, что слабое продольное магнитное поле существенно меняет не только амплитудно-частотные характеристики колебаний тока, созданных движением поперечных автосолионов, но и вызывает деление продольных АС. Воздействие продольного магнитного поля обусловлено проявлением термомагнитного эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

Поведение автосолитона, в частности продольного, в поперечном магнитном поле будет регулироваться появляющейся силой Лоренца. Смещение продольного автосолитона в направлении силы Лоренца не связано с переносом массы [17], а определяется термомагнитными явлениями. Иначе, смещение автосолитона проявляется как движение уединенной волны эффективной температуры электронов, при этом концентрация носителей

в образце постоянна. Плотность тока этой волны будет определяться подвижностью носителей заряда, зависящей от эффективной температуры. Таким образом, воздействие поперечного магнитного поля на поведение продольного АС в образцах p -InSb, приводящее к пространственному смещению АС, может привести к существенному изменению вольт–амперной характеристики (ВАХ), колебаниям тока во внешней цепи образца.

Исследовались образцы компенсированного хромом p -InSb, в которых отрицательное дифференциальное сопротивление создается за счет резкой зависимости проводимости от температуры [18]. Неравновесная ЭДП и продольные АС в образцах создавались джоулевым разогревом при воздействии импульса электрического поля. Для исключения появления колебаний тока, вызванных движением поперечных АС, использовались короткие образцы длиной $a = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см $\sim \mathcal{L} = L(l)$, где \mathcal{L} — размер АС, L — длина биполярного диффузионного смещения, l — длина остывания электронов. Поперечные размеры образцов значительно превышали их длину ($a < b = c$). Измерения проводились на образцах, имеющих при температуре $T = 77$ К концентрацию дырок $p = 1.5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ с подвижностью $\mu_p = 6870$ см 2 /В · с. К образцу, помещенному в соленоид, прикладывалось импульсное электрическое поле с длительностью импульса $\tau_E = 4 \cdot 10^{-3}$ с, длительность импульса магнитного поля составляла $\tau_H = 2 \cdot 10^{-3}$ с $< \tau_E$. Прикладываемое магнитное поле H (до 31 840 А/м) являлось слабым как для дырок ($\mu_p H/c \approx 5 \cdot 10^{-3} \ll 1$), так и для электронов ($\mu_n H/c \approx 0.5 < 1$, так как отношение подвижностей дырок и электронов $\mu_p/\mu_n \approx 100$).

Исследования включают три этапа:

- 1) формирование вольт-амперных характеристик (ВАХ) при фиксированных значениях магнитного поля H ($H_1 < H_2 < H_3 < \dots$);
- 2) формирование гаусс-амперных характеристик при фиксированных значениях тока I ($I_1 < I_2 < I_3 < \dots$) продольного АС;

[¶] E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

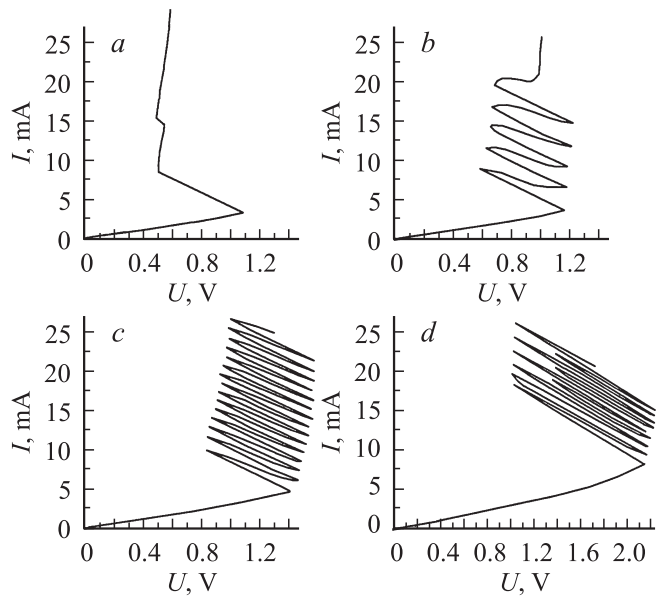


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образца p -InSb при значениях магнитного поля $H = 0$ (a), 6846 (b), 9552 (c) и 15920 А/м (d)

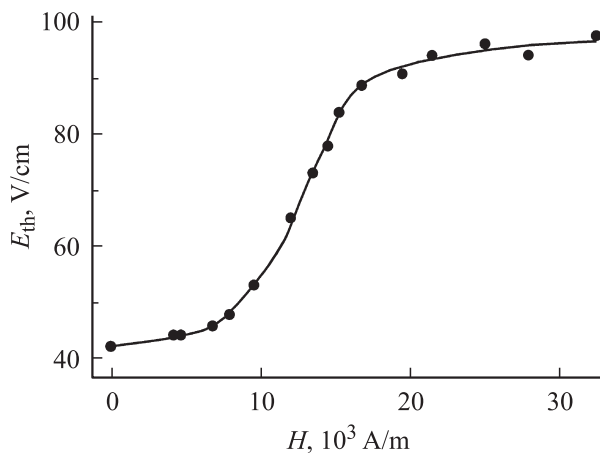


Рис. 2. Зависимость порогового электрического поля E_{th} формирования ЭДП от приложенного магнитного поля.

3) временная реализация неустойчивости тока ($I_1 < I_2 < I_3 < \dots = \text{const}$) продольного АС при $H_1 < H_2 < H_3 < \dots$.

На рис. 1 представлены ВАХ $I(U)$ образца при различных фиксированных значениях импульсного магнитного поля. Видно, что S -образная ВАХ при $H = 0$ (рис. 1, a) становится в магнитном поле периодически S -образной (рис. 1, b), при этом скорость нарастания проводимости значительно превышает скорость ее спада. С ростом магнитного поля период S -образности уменьшается, размах изменения проводимости увеличивается, появляется бифуркационная составляющая (рис. 1, c, d). Из этих же ВАХ видно, что пороговое электрическое поле, при котором образуется ЭДП, увеличивается с

ростом магнитного поля. На рис. 2 приведена зависимость порогового электрического поля E_{th} , при котором формируется ЭДП, от приложенного магнитного поля. Повышение порогового напряжения U_{th} в магнитном поле связано с магниторезистивным эффектом [19]. В слабом поперечном магнитном поле

$$\rho_H = \rho_0(1 + AH^2),$$

где ρ_H — удельное сопротивление образца при наличии магнитного поля H , ρ_0 — удельное сопротивление образца в отсутствие магнитного поля. В исследуемом образце в области слабых полей величина A постоянна.

С другой стороны, повышение порогового напряжения приведет к усилению разогрева локальной области образца [18] и тем самым к повышению концентрации носителей заряда в этой области, т.е. к увеличению проводимости образца. Темп повышения порогового напряжения замедлится, и в конце концов U_{th} перестанет зависеть от магнитного поля.

На рис. 3, a представлены зависимости различных исходных токов АС от магнитного поля — гаусс-амперные характеристики. Из рисунка видно, что до 4776 А/м ток АС I меняется незначительно, затем падает. Продолжающийся рост магнитного поля приводит к колебаниям тока релаксационного характера, подобным тем, которые

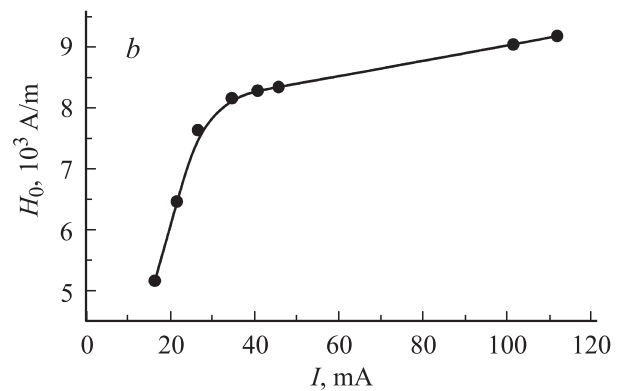
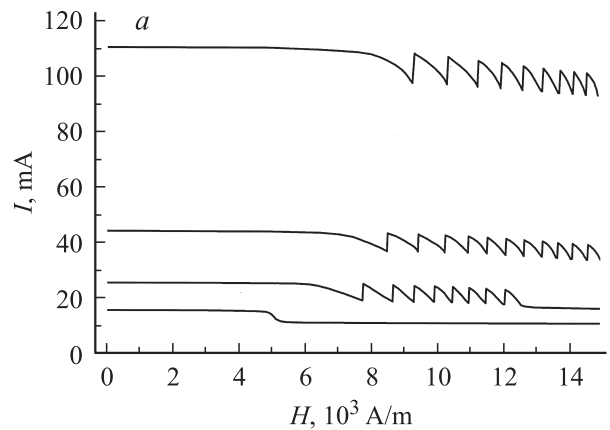


Рис. 3. Зависимости различных исходных токов автосолитона от магнитного поля (гаусс-амперные характеристики) (a) и зависимость поперечного магнитного поля появления колебаний тока АС от исходного тока (b).

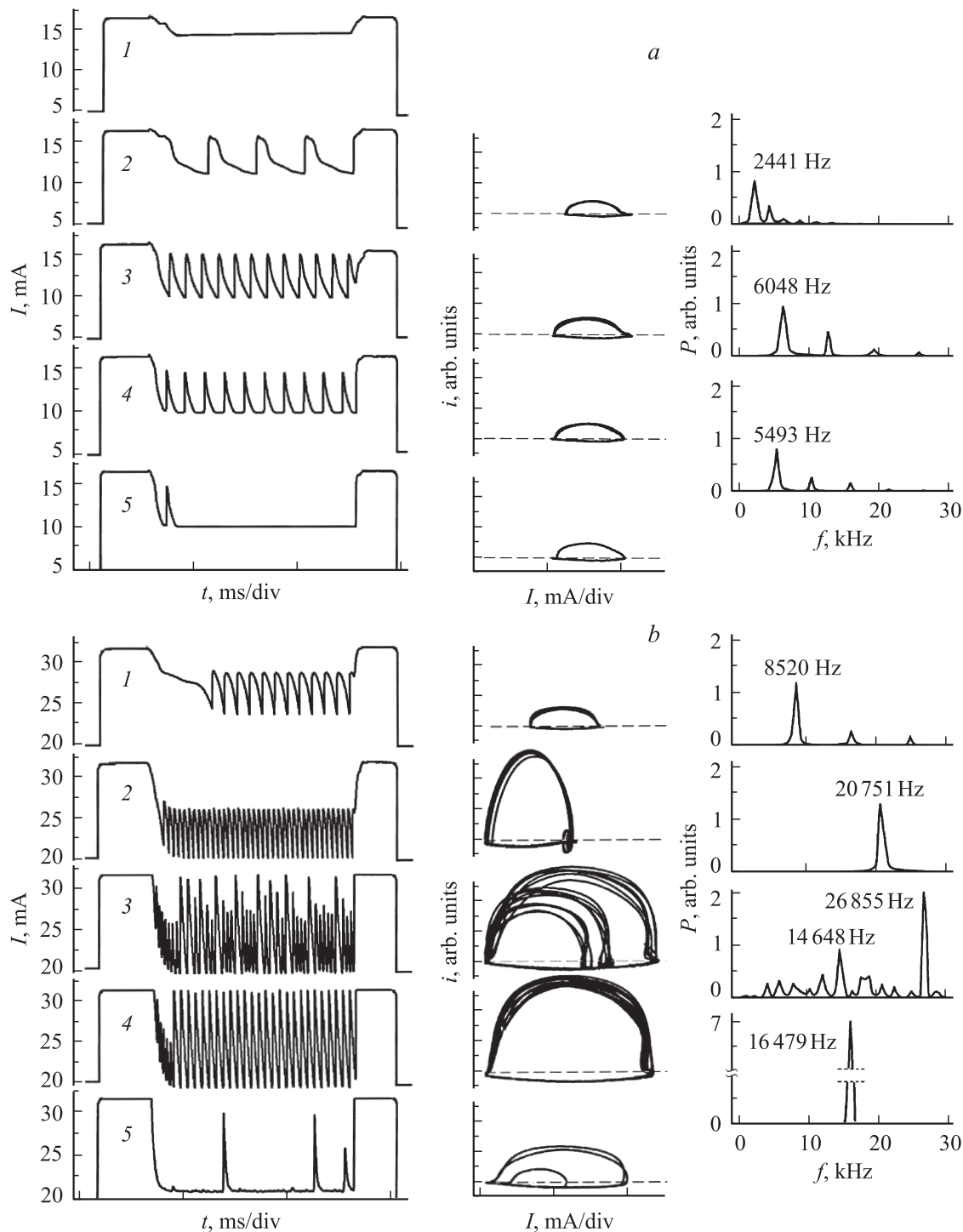


Рис. 4. Осциллограммы $I(t)$, фазовые портреты $i(I)$ и спектры мощности $P(f)$ колебаний тока продольного АС в разных магнитных полях для $I_1 = 16$ мА (a) и $I_3 = 32$ мА (b); a — $H = 6050$ (1), 6766 (2), 9393 (3), 10905 (4) и 11224 А/м (5). b — $H = 11303$ (1), 16398 (2), 22686 (3), 23243 (4) и 31442 А/м (5).

показаны на временных реализациях неустойчивостей тока АС в поперечном магнитном поле (рис. 4). Величина магнитного поля, при котором появляются колебания тока, возрастает с увеличением исходного тока. Это явление отражает тот факт [17], что узкие шнуры тока, образующиеся и существующие в электрических

полях $E \geq E_{th}$, более чувствительны к магнитному полю. С возрастанием тока и соответственно размера шнура необходимая для приведения в состояние движения шнура сила Лоренца, а следовательно, и магнитное поле увеличиваются. На рис. 3, b приведена зависимость величины поперечного магнитного поля H_0 , при

котором появляются колебания тока АС, от значения исходного тока АС.

На рис. 4 представлены осциллограммы временных реализаций неустойчивости тока $I(t)$ продольного АС при $I_1 = 16$ мА и $I_3 = 32$ мА с ростом импульса приложенного поперечного магнитного поля, их фазовые портреты $i(I)$ и спектры мощности $P(f)$. При $H = 6050$ А/м (рис. 4, *a*, осциллограмма 1) ток АС заметно понижается, что вызвано, скорее всего, смещением АС в прохладную область образца. С повышением магнитного поля действие его проявляется плавным периодически повторяющимся уменьшением тока продольного АС (рис. 4, *a*, осциллограмма 2). С дальнейшим ростом магнитного поля период уменьшается, неустойчивость тока становится регулярной (рис. 4, *a*, осциллограмма 3). Далее период неустойчивости тока увеличивается (рис. 4, *a*, осциллограмма 4), и при $H = 11\,224$ А/м эта неустойчивость пропадает (рис. 4, *a*, осциллограмма 5). В спектре мощности колебаний тока $P(f)$ на рис. 4, *a* выделяется основная частота $f = 2441$ Гц (при $H = 6766$ А/м). С увеличением магнитного поля частота колебаний увеличивается до 6048 Гц при $H = 9393$ А/м и далее уменьшается до величины 5493 Гц при $H = 10\,905$ А/м.

Исследования поведения в поперечном магнитном поле АС при большом токе обнаруживают более сложные сценарии развития неустойчивости этого тока, а следовательно, и движения токового шнура с ростом магнитного поля. На рис. 4, *b* представлены осциллограммы колебаний тока, возникающих под действием поперечного магнитного поля при исходном значении тока $I_3 = 32$ мА продольного АС, их фазовые портреты и спектры мощности. Из рис. 4, *b* видно, как регулярная неустойчивость тока, отражающая характер движения АС, с возрастанием величины магнитного поля переходит в хаотическое состояние, а затем опять в регулярную неустойчивость, но уже с другой частотой и другой амплитудой. Далее эта неустойчивость распадается и исчезает при $H = 31\,442$ А/м, т.е. повторяющееся движение прекращается. Частота колебаний тока при этом плавно увеличивается от 8520 (при $H = 11\,303$ А/м) до 26 855 Гц. При этом в спектре наряду с высокочастотной гармоникой появляются субгармоники с максимальной мощностью на частоте 14 628 Гц, приводя к усложнению характера колебаний (рис. 4, *b*, осциллограмма 3). Фазовый портрет представляет собой аттрактор сложной формы, включающий в себя несколько циклов. Появление в спектре гармоники повышенной мощности с частотой 14 628 Гц связано с тем, что проявляется влияние мод колебаний, существующих в частотных пределах от $f_1 = 8520$ Гц до $f_2 = 20\,751$ Гц (рис. 4, *b*, осциллограммы 1 и 2), при которых система еще не испытывает тенденций к усложнению аттрактора. При этом разность минимальной и максимальной частот имеет величину $\Delta f_{1,2} = 12\,231$ Гц. С потерей регулярности осцилляций происходит перестройка мод колебаний, и в спектре появляются две основные гармоники с частотами $f_3 = 14\,648$ Гц и $f_4 = 26\,855$ Гц (рис. 4, *b*, осциллограмма 3). Разность

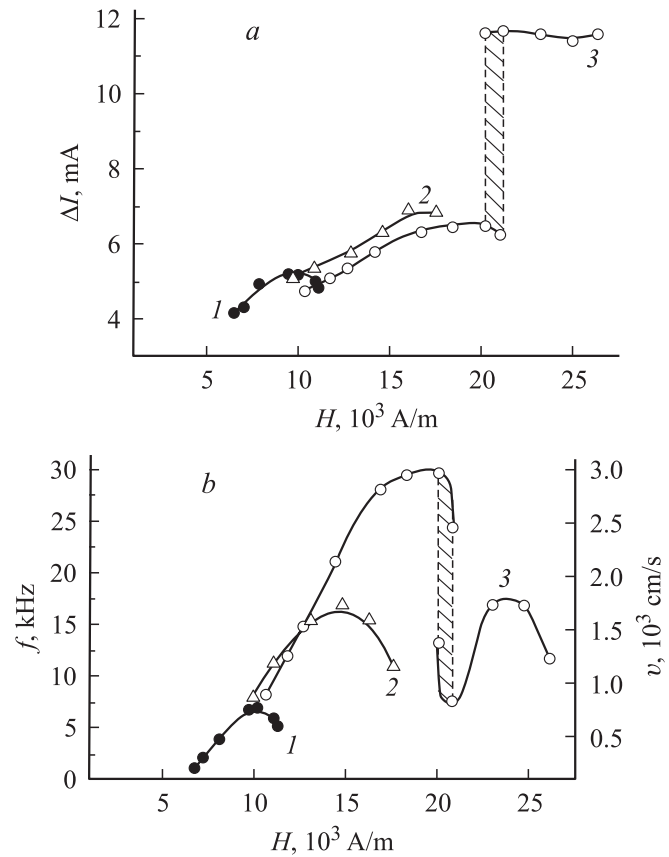


Рис. 5. Изменение амплитуды ΔI (*a*), частоты колебаний тока f и скорости движения автосолитона v (*b*) с ростом магнитного поля. 1 — $I_1 = 16$ мА, 2 — $I_2 = 21$ мА, 3 — $I_3 = 32$ мА.

частот имеет величину $\Delta f_{3,4} = 12\,207$ Гц, близкую к разности частот мод колебаний на осциллограммах 1 и 2. Совпадение с небольшой погрешностью величин $\Delta f_{1,2}$ и $\Delta f_{3,4}$ можно объяснить развивающейся в системе квазипериодичностью, для которой характерно $f_p = m_1 f_1 + m_2 f_2$, где f_p представляет собой комбинацию двух несоизмеримых частот f_1 и f_2 , m_1 и m_2 — целые числа, $m_1 f_1 / m_2 f_2$ — иррациональное число.

С дальнейшим повышением напряженности магнитного поля до 23 243 А/м набор низкочастотных гармоник и высокочастотная составляющая исчезают, а доминирующими становятся колебания с частотой 16 476 Гц. Продолжающийся рост магнитного поля до 25 472 А/м, как и в случае, рассмотренном на рис. 4, *a*, также приводит к полному подавлению колебаний тока продольного автосолитона в образце. Как следует из рис. 4, изменение магнитного поля приводит к изменению как частоты, так и амплитуды колебаний тока автосолитона. На рис. 5, *a* представлена зависимость амплитуды колебаний тока ΔI от магнитного поля для трех исходных токов продольных АС, а на рис. 5, *b* зависимость частоты f колебаний этих токов от магнитного поля.

Амплитуда колебаний тока плавно нарастает до определенного значения, затем также плавно спадает. При

исходном токе $I_3 = 32$ мА в магнитном поле в интервале 19 900–20 776 А/м появляются нерегулярности в колебаниях тока, характеризующиеся набором гармоник с различными амплитудой и частотой (рис. 5, *a*, заштрихованный участок). После $H = 20 776$ А/м колебания становятся регулярными, но уже с плавно меняющейся амплитудой.

Зависимости частоты колебаний продольного АС от магнитного поля (рис. 5, *b*) выглядят несколько сложнее, для них характерны экстремумы. В интервале значений магнитного поля $H = 19 900$ – $20 776$ А/м наблюдаемая нерегулярность неустойчивости колебаний тока с характерным для нее набором частот отражена в заштрихованной области.

Из осциллограмм колебаний тока и фазовых портретов видно, что токовые осцилляции представляют собой колебания релаксационного характера с крутым передним фронтом. Такая форма колебаний может указывать на то, что процесс спонтанного формирования токового шнура характеризуется значительно меньшим временем τ_I по сравнению со временем уменьшения тока шнура в поперечном магнитном поле $\tau_{I(H)}$ ($\tau_I \ll \tau_{I(H)}$). Если считать, что уменьшение тока в поперечном магнитном поле является следствием перемещения шнура (продольного АС), то время перемещения АС t задается временем уменьшения тока АС, т.е. $t = \tau_{I(H)}$. Расстояние перемещения АС определяется поперечными размерами образца $b = c$. Скорость движения шнура найдем как $v = (b/2)/t = (b/2)f$. В нашем случае $b = c = 0.2$ см, $f = 2441$ Гц (рис. 3, *a*, осциллограмма 2), $v = 1.2 \cdot 10^2$ см/с. Из рис. 4 видно, что частота колебаний тока, вызванных движением продольного АС в поперечном магнитном поле, является функцией этого магнитного поля, и эта функция показана на рис. 5, *b*. Зависимость скорости движения продольного АС от магнитного поля аналогична частотной зависимости, и шкала скорости также показана на рис. 5, *b*.

Следует отметить, что форма изменения тока в магнитном поле зависит от уровня исходного тока. Кроме того, изменение тока в магнитном поле имеет несколько изломов. Вследствие этого скорость изменения тока (т.е. скорость движения шнура тока) подчиняется разным нелинейным закономерностям и не является постоянной величиной ($dI/dt \propto v \neq \text{const}$). Это связано с тем, что размер шнура при его движении поперек образца обусловлен радиальным распределением температуры. Наличие изломов на осциллограммах временной реализации колебаний тока АС в поперечном магнитном поле свидетельствует как раз о том, что ток АС, так же как и поперечный размер его, меняются скачком. При токе I_3 (рис. 4, *b*), как и при токе I_1 (рис. 4, *a*), колебания тока продольного АС в поперечном магнитном поле носят релаксационный характер с крутым передним фронтом: вследствие локального джоулева разогрева происходят резкий рост собственной проводимости и формирование АС с последующим его движением в холодную область образца и исчезновением.

Как и в случае тока I_1 , для тока I_3 также характерно изменение как дифференциальной скорости движения АС, так и полной. С повышением напряженности магнитного поля увеличивается частота колебаний и, следовательно, плавно увеличивается скорость движения АС от $2 \cdot 10^2$ до $3 \cdot 10^3$ см/с ($H = 11 303$ – $22 686$ А/м) (рис. 5). Заштрихованная область на рис. 5 отражает тот факт, что в интервале значений магнитного поля $H = 19 900$ – $20 776$ А/м наблюдаемая нерегулярность неустойчивости колебаний тока обусловлена набором скоростей движения. К этому может привести возможность формирования второго, третьего и т.д. продольных АС в образце с повышением прикладываемого напряжения электрического поля, что усложнит картину колебаний тока АС, возникающую под действием поперечного магнитного поля. По-видимому, появление аттрактора сложной формы, отраженного фазовым портретом для осциллограммы 3 на рис. 4, *b*, обусловлено как раз наличием нескольких АС при токе $I_3 = 32$ мА.

Наблюдаемые явления можно пояснить на основе модели, предложенной в работе [17]. При включении магнитного поля шнур тока начинает двигаться в направлении действия силы Лоренца. Движение это обусловлено тем, что за счет отклонения электронов в магнитном поле возникает дополнительный поток тепла в направлении, перпендикулярном направлению электрического и магнитного полей, коэффициент Эттингсгаузена $\delta(T)$ увеличивается с ростом температуры T . Отсюда на переднем фронте постоянно происходит дополнительное прогревание материала, а на заднем — охлаждение, что и вызывает движение шнура. Перемещаясь поперек образца, шнур тока пересекает радиальный градиент температуры. Концентрация носителей заряда понижается, их подвижность растет, передний фронт шнура будет все меньше прогреваться, различие температур переднего и заднего фронтов шнура тока будет сглаживаться, величина коэффициента Эттингсгаузена $\delta(T)$ уменьшится. Все это приведет к тому, что разность потоков тепла на границах шнура уменьшится, отчего скорость перемещения шнура замедлится. В конце концов, шнур тока остановится в достаточно охлажденной области, где термическая генерация носителей заряда понизится настолько, что ток шнура станет минимально возможным или шнур исчезнет. Действие магнитного поля прекратится, приложенное электрическое поле сохраняется, вновь возникает шнур тока, и весь процесс повторится, обуславливая колебания тока в цепи образца.

Итак, поведение продольного АС, сформированного в ЭДП, созданной джоулевым разогревом в образцах p -InSb, при воздействии поперечного направлению электрического поля магнитного поля характеризуется рядом особенностей: при определенных значениях тока АС и величине магнитного поля наблюдаются колебания тока в цепи образца, обусловленные движением АС в направлении периферии образца, отличающейся пониженной температурой, где существование АС неустойчиво, что приводит к цикличности процесса. Во время

движения шнура ток скачкообразно падает, скорость движения шнура понижается вследствие выравнивания потоков тепла на переднем и заднем фронтах противоположно направленным градиентом температуры в образце. Повышение возбуждения АС приводит к более сложным сценариям развития неустойчивости тока АС с ростом параметра по магнитному полю.

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку работы (грант № 06-02-96613 „Конкурс Юг“ и грант № 05-02-16609).

Список литературы

- [1] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **71**, 1542 (1976).
- [2] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. Письма ЖЭТФ, **41**, 381 (1985).
- [3] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН, **157**, 201 (1989).
- [4] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН, **160**, 1 (1990).
- [5] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. Письма ЖЭТФ, **18**, 122 (1973).
- [6] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТП, **13**, 891 (1979).
- [7] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТТ, **21**, 2342 (1979).
- [8] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТП, **13**, 721 (1979).
- [9] А.Л. Дубицкий, Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТТ, **28**, 1290 (1986).
- [10] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36**, 359 (1982).
- [11] M.N. Vinoslavskii, B.S. Kerner, V.V. Osipov, O.G. Sarbey. J. Phys.: Condens. Matter, **2** (12), 2863 (1990).
- [12] R. Symanczyk, E. Pieper, D. Jäger. Phys. Lett. A, **143**, 337 (1990).
- [13] R. Symanczyk, S. Gaelings, D. Jäger. Phys. Lett. A, **160**, 397 (1991).
- [14] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **36** (2), 187 (2002).
- [15] I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko. Phys. Status Solidi B, **194**, 643 (1996).
- [16] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалёв. ФТП, **32**, 697 (1998).
- [17] Л.К. Звездин, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **58** (1), 160 (1970).
- [18] А.А. Степуренко. ФТП, **30**, 76 (1996).
- [19] К. Хилсум, А. Роуз-Иннс. Полупроводники типа $A^{III}B^V$. [C. Hilsum, A.C. Rouse-Innes. *Semiconducting III–V Compounds* (Pergamon, N.Y., 1961)].

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of a cross magnetic field on behaviour of longitudinal autosolitons in p -InSb

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

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

Abstract A behavior of the longitudinal autosoliton, realized in the nonequilibrium and excited electron–hole plasma in compensated p -InSb in cross magnetic and electrical fields is experimentally investigated. The longitudinal autosoliton is turned out to be moving at magnetic fields 6700–32 000 A/m with mean speed $2 \cdot 10^2$ – $3 \cdot 10^3$ cm/s toward the sample outlying characterized by low temperature, where the unstable existing of autosoliton leads to cyclic process, causing current oscillations in the sample circuit. The amplitude and frequency (2144–26 855 Hz) depend on the magnetic field. The current instability of a longitudinal autosoliton shows the synergetic properties with the increase of electric and magnetic fields parameters.