

**ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ
ПЛАЗМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ****В. В. Владимиров**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	73
2. Открытие Иванова и Рыбкина	75
3. Винтовая неустойчивость Кадомцева — Недоспасова. Основные результаты теории Гликсмана	75
4. Развитие работ по исследованию винтовой неустойчивости. Поверхностные волны	81
5. Нелинейные эффекты	89
6. Методы подавления винтовой неустойчивости	93
Цитированная литература	98

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования по физике плазменных явлений в твердых телах занимают одно из ведущих мест в физике твердого тела. Этому вопросу посвящено довольно большое количество обзорных работ¹, регулярно собираются конференции ведущих исследователей, и может сложиться впечатление, что это направление начало развиваться сравнительно давно. Однако наиболее интересные открытия в этой области были сделаны в конце 50-х, начале 60-х годов. Они и явились фундаментом нового направления. По-видимому, это связано с бурным развитием физики плазмы газового разряда в те годы, что привело к созданию идейной основы для понимания свойств плазмоподобных сред. И не случайно, что в дальнейшем исследования по физике плазмы газового разряда и плазменных явлений в твердых телах тесно переплетались между собой.

К числу наиболее важных открытий в физике плазмы твердого тела следует отнести открытие винтовой неустойчивости²⁻⁴, которое положило начало мощному и планомерному исследованию неустойчивостей в плазме твердого тела. По исследованию различных аспектов винтовой неустойчивости в полупроводниках (п/п) опубликовано свыше сотни экспериментальных и теоретических работ, и, по нашему мнению, наступил момент, когда результаты наиболее важных исследований в этой области необходимо подытожить, чтобы наметить пути дальнейших исследований. Этой задаче и посвящен настоящий обзор. Но прежде остановимся вкратце на основных свойствах и особенностях электронно-дырочной плазмы, которые найдут отражение при дальнейшем изложении.

Электронно-дырочную плазму образуют электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны. Плазма п/п может быть нейтральной

и заряженной. Равновесная нейтральная плазма существует в очень чистых п/п при достаточно высокой температуре. В этом случае концентрация плазмы полностью определяется температурой решетки и параметрами зонной структуры (собственная проводимость), а соответствующие образцы называют собственными.

Неравновесная нейтральная плазма может создаваться в п/п с помощью инъекции, ударной ионизации, светом. В этом случае концентрация плазмы определяется напряженностью внешнего электрического поля или интенсивностью света.

Примером заряженной плазмы является электронная либо дырочная плазма п/п, в которые введены соответствующие примеси. В этом случае говорят о несобственной проводимости, *n*- и *p*-типа соответственно. В целом, конечно, кристалл электронейтрален, поскольку полная матрица примесных центров в п/п компенсирует заряд плазмы. При небольшой концентрации примесей, повышая температуру, можно переходить от несобственной проводимости к собственной, т. е. изменять соотношение концентраций электронов и дырок.

Монополярная плазма, состоящая из носителей тока одного знака заряда, в свою очередь, может состоять из различных групп носителей, отличающихся подвижностью в заданном направлении. Эта особенность обусловлена многодолинной структурой зоны проводимости (или валентной зоны) в ряде п/п (германий, кремний и т. д.). Например, в кремнии (Si) изоэнергетические поверхности вблизи дна зоны проводимости описываются шестью эллипсоидами вращения, расположенными попарно на трех взаимно перпендикулярных осях ($\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$). Величина анизотропии довольно велика: отношение подвижностей, соответствующих малой и большой осям эллипсоида: $b_{\perp}/b_{\parallel} = 5$. В обычных условиях, когда внешнее воздействие отсутствует или мало, все долины эквивалентны (равномерно заселены электронами). При высоких температурах ($T = 77-300^{\circ}\text{K}$), ввиду интенсивных междолинных переходов ($\tau_g \approx 10^{-10}-10^{-12}$ сек, где τ_g — время междолинных переходов), для всех электронов можно ввести скалярную подвижность и не учитывать особенности зонной структуры. Интенсивные междолинные переходы стирают различие между электронами разных долин. В случае же неравномерного заселения долин носителями тока (например, в условиях одноосной деформации кристалла или в сильных электрических полях), а также при очень низких температурах, когда τ_g велико, анизотропия подвижности будет существенно влиять на характер плазменных явлений в п/п, и при расчетах необходимо учитывать многодолинность реальной зонной структуры.

Сильное влияние на характер плазменных явлений в п/п может оказывать состояние поверхности образца, которое обычно характеризуется феноменологическим параметром — скоростью поверхностной рекомбинации (s). При большой скорости поверхностной рекомбинации («грязная» поверхность), когда параметр $G_s = D_a/as \rightarrow 0$ (D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, a — поперечный размер образца), пространственное распределение сильнонеравновесной плазмы круто спадает к поверхности образца. При увеличении параметра G_s , когда поверхность становится более «чистой», профиль концентрации неравновесных носителей более плавный. Поэтому состояние поверхности может оказывать сильное влияние на развитие неустойчивостей дрейфового происхождения, инкременты которых сильно зависят от градиента исходной концентрации плазмы. К такого рода неустойчивостям относится и винтовая неустойчивость.

А теперь перейдем непосредственно к теме настоящего обзора.

2. ОТКРЫТИЕ ИВАНОВА И РЫВКИНА

В 1958 г. Иванов и Рывкин² сообщили о наблюдении колебаний тока в тонких и длинных образцах ($1 \times 1 \times 8$ мм³) *n*-германия (*n*-Ge), помещенных в достаточно сильное магнитное поле (~ 10 кэ) и параллельное ему электрическое поле. Колебания были близки к синусоидальным ($f = 10\text{--}15$ кГц) только при относительно строгой ($\lesssim 10^\circ$) параллельности направлений магнитного поля и тока. В исследованных образцах вольтамперные характеристики отличались от линейной, что свидетельствовало об инжекции в образец электронно-дырочной плазмы. Травление образцов в перекиси водорода, приводящее к уменьшению скорости поверхностной рекомбинации, способствовало возникновению колебаний. Аналогичная неустойчивость тока наблюдалась позднее⁵ на образцах *n*-антимонида индия (*n*-InSb) в режиме ударной ионизации. Важное исследование этого необычного эффекта на образцах Ge, InSb, Si провели Ларраби и Стил⁶, которые показали, что возникновение неустойчивости тока не связано с контактными явлениями и обусловлено наличием электронно-дырочной плазмы в объеме образца, которая создавалась различными способами — светом, инжекцией и нагревом образца. В *n*-InSb частота колебаний достигала значений $\sim 10^7$ гц. Критическое магнитное поле, при котором возникает неустойчивость, возрастает с уменьшением электрического $H_{кр} \sim E^{-1}$. Травление поверхности генерирующих образцов в перекиси водорода (и др. травителях) приводило к снижению порога неустойчивости, определяемого величиной EH , при которой возникают колебания. В некоторых образцах амплитуда переменной составляющей тока составляла около 70% величины постоянного тока, при этом осцилляции были близки к синусоидальным. Именно поэтому Ларраби и Стил называли образцы, в которых возбуждается неустойчивость Иванова — Рывкина, осциллисторами. Это название оказалось удачным и прижилось в научной литературе, а эффект, обнаруженный Ивановым и Рывкиным, получил название осциллисторного. Следует отметить, что все вышеупомянутые эксперименты проводились в области слабых магнитных полей $y = \omega_c \tau \ll 1$, где ω_c — циклотронная частота, а τ — время релаксации носителей тока по импульсу.

3. ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КАДОМЦЕВА — НЕДОСПАСОВА.
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ ГЛИКСМАНА

Накопленный к 1960 г. экспериментальный материал по исследованию осциллистора был вполне достаточен для теоретических размышлений о природе этого эффекта. Для теоретика, хорошо знакомого с физикой полупроводников и физикой плазмы газового разряда, положение значительно облегчалось, поскольку в 1960 г. Кадомцев и Недоспасов³ довольно убедительно показали, что неустойчивость слабоионизованной плазмы газового разряда, наблюдавшаяся в продольном магнитном поле Ленертом⁷ в 1958 г., обусловлена развитием винтовой неустойчивости. Достаточно было беглого взгляда на исходные уравнения теории Кадомцева — Недоспасова, чтобы увидеть большое сходство уравнений переноса в электронно-дырочной плазме с аналогичными уравнениями в слабоионизованной плазме газового разряда. И в 1961 г. американскому исследователю Гликсману⁴ удалось объяснить явление осциллистора на основе теории винтовой неустойчивости Кадомцева — Недоспасова. Механизм возникновения этой неустойчивости можно пояснить⁸ с помощью рис. 1. Предположим, что в электронно-дырочной плазме, помещенной в продольные электрическое и магнитное поля, возникли

квазинейтральные винтовые возмущения плотности: $n' = n_1(x) \exp(i\omega t - ik_z z - ik_y y)$. Стационарное электрическое поле E_z приводит к сдвигу электронного возмущения плотности относительно дырочного со скоростью $v_z^0 = -(b_e + b_h) E_z$, где $b_{e,h}$ — подвижности электронов и дырок. При совмещенных возмущениях электронов и дырок этот сдвиг эквивалентен вращению электронного распределения n' относительно дырочного с угловой скоростью $k_z v_z^0$. При этом возникает разделение зарядов и, соответственно, поля $E'_\perp$, которые препятствуют такому разделению. В продольном магнитном поле и полях $E'_\perp$ может происходить дрейф возмущений n' к поверхности образца. В каком случае этот дрейф будет приводить к росту первоначальных возмущений, т. е. к неустойчивости?

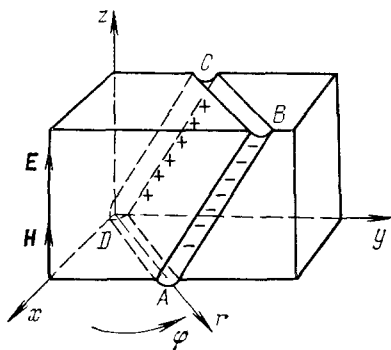


Рис. 1. К механизму возбуждения винтовой неустойчивости⁸.

Предположим, что плотность плазмы в стационарном состоянии уменьшается к поверхности образца. Если наклонный к оси Oz слой плазмы $ABCD$ (косая волна) сместился в направлении к поверхности (рис. 1), то проводимость и плотность тока в соответствующей области кристалла возрастают по сравнению с окружающей областью. В результате на пограничных поверхностях слоя $ABCD$ выступают заряды, препятствующие увеличению тока. Эти заряды создают поле $E'_\perp$. При соответствующей поляризации винтовых возмущений, определяемой знаком k_y, k_z и зависящей от взаимной ориентации продольных электрического и магнитного полей, дрейф плазмы в этих полях ($E'_\perp$) и продольном магнитном поле будет про-

исходить в направлении первоначального смещения в поле $E'_\perp$. При достаточно больших значениях напряженностей электрического и магнитного полей дрейфовый поток может превысить диффузионный и возникает неустойчивость. Аналогичный механизм неустойчивости винтовых волн возникает и в однородной плазме⁹. В этом случае неустойчивость обусловлена поверхностной винтовой волной, возбуждение которой связано с резким перепадом плотности плазмы на поверхности образца. Такая волна, естественно, возбуждается при небольшой скорости поверхностной рекомбинации. Амплитуда ее экспоненциально нарастает к поверхности. Для удобства дальнейшего изложения введем понятия, довольно условные, объемного и поверхностного осциллятора (объемной и поверхностной винтовой волны). В случае объемного осциллятора возбуждение винтовой неустойчивости обусловлено градиентом концентрации плазмы в стационарном состоянии. Яркий выраженный случай объемного осциллятора соответствует винтовой волне в образце с «грязной» поверхностью и высокой концентрацией неравновесной плазмы. Предельный случай поверхностного осциллятора соответствует винтовой волне в собственных п/п, когда распределение плазмы однородно по сечению образца. По сути, эти понятия отражают предельные приближения, используемые в теории винтовой неустойчивости. Естественно, что при точном решении задачи, когда при выводе дисперсионного уравнения корректно учитываются граничные условия и неоднородность плазмы, таких понятий не возникает. Однако, ввиду больших математических трудностей при точном решении задачи, как правило, ограничиваются рассмотрением этих предельных вариантов, которые в ряде случаев близки к экспериментальной ситуации. В частности, теория Кадомцева — Недоспасова соответствует случаю

объемной винтовой волны (в плазме положительного столба газового разряда концентрация довольно резко спадает к поверхности разрядной трубки). При выводе дисперсионного соотношения, описывающего возбуждение осциллятора, Гликсман ⁴ применил методику расчетов Кадомцева и Недоспасова к сильно неравновесной квазинейтральной ($n = p$) плазме п/п. Используются линеаризованные по малым возмущениям уравнения движения и непрерывности для электронов и дырок:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{v}_e &= -b_e \mathbf{E} - \frac{D_e}{n} \nabla n - \frac{b_e}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}], \\ \mathbf{v}_h &= b_h \mathbf{E} - \frac{D_h}{n} \nabla n + \frac{b_h}{c} [\mathbf{v}_h \mathbf{H}], \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}_e) &= \gamma n, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}_h) = \gamma n, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где γ — коэффициент генерации неравновесных носителей. Рассматриваются потенциальные ($\mathbf{E}' = -\nabla \varphi'$), квазинейтральные ($n^1 = p^1$) возмущения вида $A' = A_1(r) \exp(-i\omega t + ikz + im\varphi)$, которые при $|m| = 1$ соответствуют винтовым возмущениям в цилиндрической геометрии. Инерционные члены в уравнениях движения не учитываются, поскольку $\omega t \ll 1$. Считалось, что $n \gg n_0, p_0$, где n_0, p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, и равновесный фон плазмы не учитывался в расчетах. Предполагалось также, что диффузионная длина $L_D = \sqrt{D_a \tau_p}$, где τ_p — время жизни носителей тока, превышает поперечный размер образца ($L_D > a$), так что объемной рекомбинацией можно пренебречь. В стационарном состоянии распределение концентрации описывается функцией Бесселя нулевого порядка: $n = N_0 J_0(\beta_0 r)$, где

$$\beta_0^2 = \frac{\gamma}{bD_h + D_e} [1 + y_e^2 + b(1 + y_h^2)], \quad b = \frac{b_e}{b_h}.$$

Константа β_0 определяется из условия

$$J_0(\beta_0 a) = \delta, \quad (2)$$

где параметр $\delta = n(a)/n(0)$ определяет степень чистоты поверхности образца. Параметр δ можно непосредственно выразить через скорость поверхностной рекомбинации ¹⁰, если воспользоваться граничным условием, соответствующим равенству потока амбиполярной диффузии потоку поверхностной рекомбинации на поверхности образца:

$$G_s x = \frac{J_0(x)}{J_1(x)}, \quad (3)$$

где $x = \beta_0 a$, $G_s = D_a/as$.

В случае «грязной» поверхности ($G_s \rightarrow 0$) $J_0(x) \rightarrow 0$ и $\delta \rightarrow 0$, в случае «чистой» ($G_s \rightarrow \infty$) $x \rightarrow 0$ и $\delta \rightarrow 1$.

В случае положительного столба газового разряда $\delta \rightarrow 0$, а $(\beta_0 a)$ определяется первым корнем функции J_0 .

Исходные уравнения для малых возмущений можно свести к системе двух линейных дифференциальных уравнений (второго порядка, с переменными коэффициентами ввиду пространственной неоднородности начального распределения) относительно амплитуд возмущений концентрации $n_1(r)$ и потенциала $\varphi_1(r)$. Решить эти уравнения не удастся, поскольку профили концентрации и амбиполярного потенциала довольно сложны. Поэтому при выводе дисперсионного соотношения Гликсман воспользовался приближенным методом Кадомцева — Недоспасова, являющимся одной из модификаций метода Галеркина ¹¹. В этом случае амплитуды возмущений $n_1(r)$, $\varphi_1(r)$ задаются в виде некоторой известной функции,

которая должна удовлетворять определенным требованиям, вытекающим из симметрии задачи, особенностей граничных условий, вида стационарных решений и характера неустойчивости. В теории Гликсмана, как и в теории Кадомцева — Недоспасова, стационарный профиль плотности определяется функцией J_0 . Если в случае положительного столба газового разряда эта функция всегда обращается в нуль на поверхности трубки, то в случае полупроводника плотность на поверхности образца может изменяться в широких пределах, которые определяются скоростью поверхностной рекомбинации. Учет возможных распределений концентрации, а также $n_1(r)$, $\phi_1(r)$, пожалуй, единственное усложнение теории Гликсмана по сравнению с теорией Кадомцева — Недоспасова. В то же время при теоретическом рассмотрении винтовой неустойчивости в п/п возникает естественное упрощение задачи, обусловленное тем, что электрическое и магнитное поля в п/п-образце являются независимыми параметрами. В случае положительного столба газового разряда продольное электрическое поле в плазме является функцией магнитного и при получении окончательных критериев устойчивости необходимо использовать уравнения энергетического баланса, что сильно усложняет задачу.

В работах ^{3, 4} профили $n_1(r)$, $\phi_1(r)$ выбираются в виде $(\hat{n}_1, \hat{\phi}_1) \times J_1(\beta r)$, где $\hat{n}_1$, $\hat{\phi}_1$ — константы. Параметр β подбирается таким образом, чтобы стационарный профиль концентрации и функции n_1 , ϕ_1 обращались в нуль в одной точке. Такой выбор радиального профиля возмущенных величин в определенной мере оправдан. Неустойчивость Кадомцева — Недоспасова имеет дрейфовый характер, поэтому амплитуды n_1 , $\phi_1 \sim \sim \nabla n \sim J_1$. С другой стороны, в области исчезающе малой концентрации должны быть малы и возмущения. Строгое математическое обоснование метода Кадомцева — Недоспасова получено в работе Джонсона и Жерде ¹².

Умножая исходные уравнения на функцию $J_1(\beta r)$ и интегрируя их по всему сечению образца, можно получить систему двух алгебраических уравнений (для констант $\hat{n}_1$, $\hat{\phi}_1$), а затем и дисперсионное соотношение, приравняв определитель этой системы нулю. Это уравнение легко решается относительно ω (исходные уравнения первого порядка по времени!), и из условий $\text{Im } \omega = 0$, $d \text{Im } \omega / dk = 0$ можно определить минимальный порог возбуждения винтовых волн ($\text{Im } \omega \geq 0$) и волновой вектор k . Значение $\text{Re } \omega$ определяет частоту колебаний. На рис. 2 приведена зависимость наименьшего значения магнитного поля, при котором возбуждается осциллятор, от напряженности электрического поля для различных значений параметра δ . Как видно из этого рисунка, на пороге возбуждения H_p возрастает с уменьшением электрического поля. Эту зависимость нетрудно объяснить с помощью следующих простых соображений. Если магнитное поле мало ($y_{e,h} \ll 1$), то основную роль в подавлении неустойчивости играет поперечный диффузионный поток, который в этом случае не зависит от магнитного поля. Дрейфовый поток, вызывающий неустойчивость, $\sim kEN$, и на пороге возбуждения $H \sim E^{-1}$. В случае сильного магнитного поля ($y_i \gg 1$) рассеивание винтовых возмущений происходит за счет не только поперечной диффузии $\sim H^{-2}$, но и продольной, которая сильно зависит от длины волны возмущений (волнового вектора k). Поскольку дрейфовый поток $\sim k \frac{E}{H}$ (при $y_i \gg 1$), то наиболее мягкий порог возбуждения будет соответствовать более длинноволновым возмущениям и на пороге возбуждения опять $H \sim E^{-1}$. Естественно, что в случае «чистой» поверхности ($\delta \rightarrow 1$) роль поперечной диффузии ослабляется и происходит понижение порога возбуждения (рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость волнового вектора, при котором порог возбуждения винтовой неустойчивости минимален, от напряженности магнитного поля для различных значений δ .

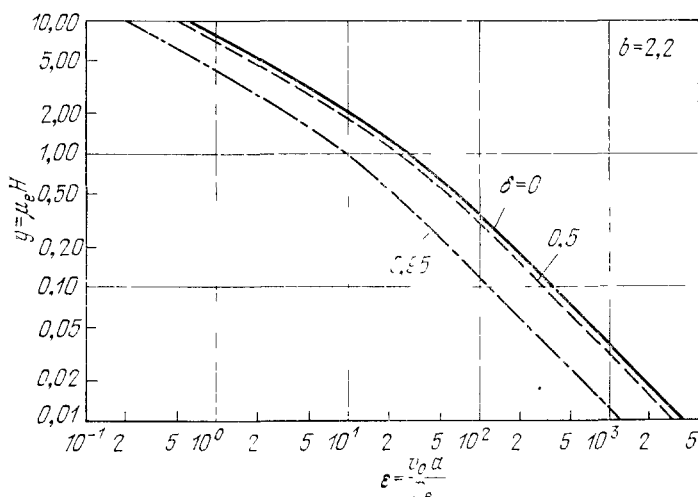


Рис. 2. Зависимость наименьшего значения магнитного поля, при котором возбуждается винтовая неустойчивость, от напряженности электрического поля для различных $\delta = n(a)/n(0)^4$.

$$v_0 = b_e E, \quad y_e = (b_e/c)H, \quad b = b_e/b_h.$$

Возникновение некоторой оптимальной длины волны возмущений в направлении приложенных полей обусловлено тем, что при больших λ мал дрейфовый поток, определяющий возникновение неустойчивости.

а при малых λ (больших k) преобладает продольный диффузионный поток. В случае «чистой» поверхности роль продольной диффузии усиливается, и поэтому с увеличением δ длина волны возрастает. Следует заметить, что все эти результаты справедливы только для очень длинных образцов. В работах ^{3,4} указывалось, что в коротких разрядных трубках (образцах), когда длина волны λ становится сравнимой с длиной образца, критерии возбуждения винтовой неустойчивости могут стать более жесткими.

Соответственно изменяется и пространственная структура волны. В полупроводниках соответствующие зависимости от длины образца возникают в сильных магнитных полях ($y_i \gg 1$). К этому вопросу мы еще вернемся в дальнейшем.

Следует подчеркнуть, что критерий возбуждения осциллятора (критерий абсолютной неустойчивости винтовых волн) соответствует условию

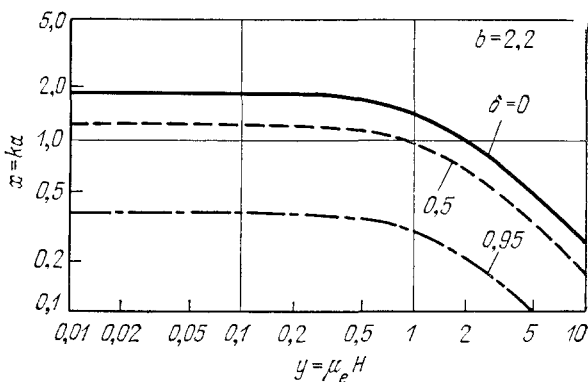


Рис. 3. Зависимость волнового вектора, при котором порог возбуждения винтовой неустойчивости минимален, от напряженности магнитного поля для различных δ .

$\text{Im } \omega > 0$ только в том случае, если в образце отсутствует амбиполярный снос квазинейтральных возмущений вдоль электрического поля. Такой снос возникает при неравных фоновых концентрациях электронов и дырок ($n_0 \neq p_0$)¹³. Естественно, что при наличии сноса возмущений критерий абсолютной неустойчивости становится жестче и при определении его

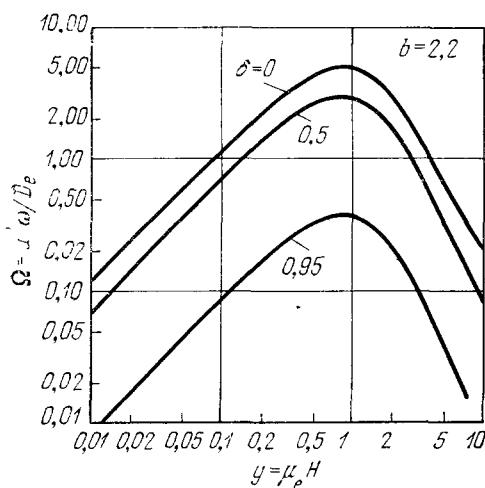


Рис. 4. Зависимость частоты колебаний ($\text{Re } \omega$) на пороге возбуждения винтовой неустойчивости от магнитного поля H .

уже нельзя пользоваться условием $\text{Im } \omega > 0$, а необходимо исследовать эволюцию во времени ограниченного в пространстве малого возмущения¹⁴. Неустойчивость является абсолютной, если возмущение, возникшее в какой-либо точке пространства, в асимптотике $t \rightarrow \infty$ нарастает до сколь угодно большой величины в этой же точке (естественно, в рамках линейного приближения), пока нелинейные эффекты не ограничат рост амплитуды возмущений. В этом случае зонды, расположенные вдоль оси образца, будут фиксировать возбуждение спонтанных колебаний в каждой точке. При наличии сноса критерий абсолютной неустойчивости можно определить¹⁴, исследуя изменение волнового пакета

$$U(t) = \int e^{i\omega(k)t} dk \text{ во времени. Если}$$

$U(t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$, то это означает наличие истинной абсолютной неустойчивости. Как мы уже подчеркивали, в образцах с неравными фоновыми концентрациями электронов и дырок возникает снос возмущений вдоль электрического поля с амбиполярной скоростью $v_a = b_a E_z$, где

$$b_a = \frac{b_e b_h (n_0 - p_0)}{b_e n_0 + b_h p_0}$$

— амбиполярная подвижность.

При достаточно большой скорости сноса возмущения в каждой точке пространства остаются конечными по амплитуде и неустойчивость считается конвективной. В режиме этой неустойчивости спонтанных колебаний не возникает, а возмущения винтовой структуры могут лишь усиливаться от точки к точке вдоль оси образца. Конвективная неустойчивость винтовых волн возникает в области параметров, соответствующих выполнению критерия $\text{Im } \omega > 0$ и невыполнению критерия истинной абсолютной неустойчивости.

На рис. 4 приведена зависимость частоты колебаний ($\text{Re } \omega$) вблизи порога возбуждения осциллятора от магнитного поля. В случае полностью нейтральной плазмы частота колебаний определяется частотой вращения винтовых возмущений в продольном магнитном поле и поперечных электрических полях амбиполярного происхождения (при равных подвижностях электронов и дырок частота колебаний равна нулю). Поэтому в слабых полях ($y_i \ll 1$) $\text{Re } \omega \sim H$, а в сильных $\sim H^{-1}$. В случае заряженной плазмы, когда $n_0 \neq p_0$, возникает дополнительный механизм вращения винтовых возмущений, обусловленный амбиполярным дрейфом квазинейтральных возмущений в электрическом поле, что эквивалентно азимутальному вращению. Поправка к частоте колебаний,

обусловленная сносом, $\omega' = kv_a$. При $n_0 > p_0$ знак этой поправки противоположен знаку частоты в случае квазинейтральной плазмы. При сильной нескомпенсированности фона эта поправка может определять знак частоты (направление вращения возмущений).

4. РАЗВИТИЕ РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВИНТОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Результаты теории Гликсмана качественно и даже количественно хорошо соответствовали имевшимся к тому времени экспериментальным данным. Мы имеем в виду пороговую зависимость $E \sim H^{-1}$ в очень длинных образцах и зависимость критерия возбуждения осциллистора от степени чистоты поверхности образца. Наблюдавшееся в отдельных случаях (в особенности по зависимости частоты колебаний от магнитного поля) рассогласование теории и эксперимента скорее всего было обусловлено неконтролируемостью ряда экспериментальных параметров — уровня инжекции, нескомпенсированности фона ($n_0 \neq p_0$), скорости поверхностной рекомбинации. Ряд из этих затруднений при сопоставлении теории и эксперимента был разрешен в теории Хольтера¹⁵, рассмотревшего случай объемной винтовой волны в условиях, когда фоновые концентрации электронов и дырок не равны и уровень инжекции η изменяется ($\eta = \Delta n/p_0 + bn_0$)¹⁵, где Δn — избыточная концентрация на оси образца.

Тем не менее, успех теории Гликсмана, позволившей объяснить основные зависимости в опытах Иванова и Рывкина², был налицо; сразу же после публикации этой работы начались новые эксперименты. Всех и волновал вопрос: винтовая ли волна возбуждается в осциллисторе? Естественно, аналогичный вопрос стоял и в газоразрядных исследованиях после появления работы Кадомцева — Недоспасова. В 1962 г. американские исследователи Пауликас и Пайл¹⁶, сняв временные развертки свечения гелиевой плазмы положительного столба в режиме неустойчивости, надежно доказали, что структура развивающихся возмущений действительно винтовая. При этом подбором параметров разряда можно было «остановить» винт ($\text{Re } \omega = 0$) и визуально наблюдать его¹⁶. В 1962 г. две группы японских исследователей^{17, 18} независимо и разными методами показали, что структура возмущений плотностной и потенциала в осциллисторных экспериментах имеет винтовой характер. Опыты проводились на n -Ge в режиме инжекции. В работе¹⁷ фазовые измерения проводились по методу отраженного СВЧ сигнала, а во втором случае¹⁸ измерялись фазовые сдвиги между двумя парами зондов, расположенных на одинаковом расстоянии по азимуту и сдвинутых по фазе на $\pi/2$. При этом частота сигнала, снимаемого с какой-либо пары зондов, совпадала с частотой колебаний тока во внешней цепи. Если колебания поперечного напряжения в образце возникали и при строго параллельной ориентации электрического и магнитного полей, то колебания тока во внешней цепи возникали лишь при небольшом отклонении ($\sim 0,5^\circ$) от параллельной ориентации, аналогично опытам Ларраби и Стилла⁶. Направление вращения винтовой волны оказалось противоположным теоретическому предсказанию⁴, однако это «противоречие» легко снимается, как отметили сами же экспериментаторы¹⁸, если учесть поправку к частоте, обусловленную амбиполярным дрейфом.

Таким образом, спустя четыре года после открытия осциллисторного эффекта Ивановым и Рывкиным², стало окончательно ясно, что этот эффект обусловлен возбуждением винтовой неустойчивости. Что касается выхода осциллисторных колебаний во внешнюю цепь, то линейная теория^{3, 4}, в которой используется азимутально-симметричная форма

возмущений, в принципе не может дать ответа на этот вопрос, поскольку переменная составляющая полного тока равна нулю в этом случае. Выход колебаний во внешнюю цепь обусловлен, по-видимому, нелинейными эффектами⁹ или различными отклонениями от азимутальной симметрии^{18, 19}, возникающими, например, при небольшом перекосе направлений электрического и магнитного полей. Окончательного мнения на этот счет пока нет.

После установления надежного диагноза осциллисторным колебаниям резко возрос интерес к этому эффекту. Гуревичем и Иоффе²⁰ была построена теория винтовой неустойчивости для случая, когда неоднородное распределение плотности создается за счет поперечного магнитно-концентрационного эффекта²¹, возникающего при перекосе направлений электрического и магнитного полей, неоднородного распределения примесей и т. д.

Одна из наиболее интересных работ по теоретическому и экспериментальному исследованию винтовой неустойчивости в п/п была выполнена Гурвицем и Мак-Уортером⁹, которые исследовали возбуждение поверхностной винтовой волны, когда неоднородность плазмы в стационарном состоянии отсутствует (случай равновесной плазмы или очень чистой поверхности образца). Задачу о поверхностном осциллисторе, в отличие от объемного, можно решить совершенно строго. Исходные уравнения для потенциальных возмущений $A' = A_1(r) \exp(-i\omega t + im\phi + ikz)$ в случае слабых магнитных полей ($y_i \ll 1$) имеют вид

$$D_a \Delta n_1 + i(\omega - kb_a E) n_1 = 0, \quad \Delta \varphi_1 + A \Delta n_1 = 0, \quad (4)$$

решения которых —

$$n_1(r) = c_1 I_m(\beta r), \quad \varphi_1(r) = A c_1 I_m(\beta r) + c_2 I_m(kr); \quad (5)$$

здесь

$$D_a^{-1} = \frac{n_0 b_e D_h + p_0 b_h D_e}{n_0 b_e + p_0 b_h}$$

— коэффициент амбиполярной диффузии, b_a — амбиполярная подвижность, A и β — константы, зависящие от параметров плазмы и волны, а также напряженности электрического поля, I_m — функция Бесселя от мнимого аргумента.

В отсутствие градиента концентрации в стационарном состоянии продольное магнитное поле входит только в граничные условия, которые соответствуют равенству возмущенных радиальных потоков электронов и дырок на поверхности образца потоку поверхностной рекомбинации. Для небольшой скорости поверхностной рекомбинации ($G_s \rightarrow \infty$) эти условия имеют вид

$$\begin{aligned} n_0 b_e \left(\frac{d\varphi_1}{dr} - \frac{im}{r} y_e \varphi_1 \right) - D_e \left(\frac{dn_1}{dr} - \frac{im}{r} y_e n_1 \right) \Big|_{r=a} &= 0, \\ p_0 b_h \left(\frac{d\varphi_1}{dr} + \frac{im}{r} y_h \varphi_1 \right) + D_h \left(\frac{dn_1}{dr} + \frac{im}{r} y_h n_1 \right) \Big|_{r=a} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя решения (5) в граничные условия (6), после исключения констант интегрирования (c_1, c_2) можно получить дисперсионное соотношение.

Приведем окончательные результаты. Критерий возбуждения винтовой неустойчивости ($|m| = 1, \text{Im } \omega > 0$) имеет вид

$$HE \geq - \frac{6k_c D_a}{mb_M^2} c \quad \left(k_c^2 = \frac{4}{3a^2} \right), \quad (7)$$

где

$$b_M^2 = \frac{n_0 p_0 b_e b_h (b_e + b_h)^2}{(n_0 b_e + p_0 b_h)^2}$$

Частота колебаний ($\text{Re } \omega$) вблизи порога возбуждения в случае почти собственного образца ($|n_0 - p_0|/(n_0 + p_0) \ll y_{e,h}^2$) определяется выражением

$$f_c = \frac{\text{Re } \omega}{2\pi} = \frac{20mD_a}{9\pi a^2} (b_e - b_h) \frac{H}{c}. \quad (8)$$

Если мы условно выберем направление магнитного поля за положительное ($H > 0$), то при $b_e > b_h$ частота положительно определена при $m > 0$ (либо при $m < 0$, если $H < 0$).

Поэтому, как видно из критерия (7), при $E > 0$ (или $E < 0$, если $H < 0$), когда поля E и H параллельны, возбуждаются правовинтовые волны (k_c , m — разных знаков), а при $E < 0$ (поля E и H антипараллельны) — левовинтовые (k_c и m — одного знака). Соответствующие линии постоянной фазы соответствуют либо правому винту (изменения ϕ и z положительны), либо левому (изменения ϕ и z разного знака).

Как видно из условия (7), при $n_0/p_0 \rightarrow 0$ или ∞ порог возбуждения $EH \rightarrow \infty$, т. е. в сильнозаряженной плазме невозможно возбудить осциллятор. Это естественный результат, поскольку в системе отсчета, движущейся с дрейфовой скоростью монополярной компоненты, заряженная плазма покоится. В случае несобственных образцов ($|n_0 - p_0|/(n_0 + p_0) \gg y_{e,h}^2$)

$$f_c = \frac{k_c}{2\pi} b_a E, \quad (9)$$

т. е. фазовая скорость винтовых волн совпадает со скоростью амбиполярного дрейфа. При этом поляризация винтовых волн определяется только взаимной ориентацией электрического и магнитного полей и от знака амбиполярной подвижности не зависит.

Как мы уже отмечали, при наличии сноса возмущений в продольном электрическом поле ($b_a \neq 0$) критерий абсолютной неустойчивости, определяющий порог возбуждения осциллятора, не соответствует условию $\text{Im } \omega > 0$ (критерий (7)) и становится более жестким независимо от направления амбиполярного дрейфа. Если воспользоваться рецептом Ландау и Лифшица¹⁴, о котором упоминалось выше, то для истинного критерия абсолютной неустойчивости винтовых волн можно получить простое соотношение

$$\left(\frac{2}{3} \frac{b_M^2 EH}{c} \right)^2 \geq (b_a E)^2 + \left(\frac{8D_a}{a\sqrt{3}} \right)^2, \quad (10)$$

т. е. квадрат скорости дрейфового потока, вызывающего неустойчивость, должен быть больше суммы квадратов амбиполярной скорости и скорости амбиполярной диффузии. Такая форма критерия абсолютной неустойчивости вполне естественна при наличии амбиполярного сноса, поскольку этот критерий не должен зависеть от знака амбиполярной подвижности.

При $b_a = 0$ критерий (10) совпадает с критерием (7). Нетрудно видеть, что условие (10) выполняется, лишь начиная с некоторого значения магнитного поля

$$H_{\min} > \frac{3|b_a|c}{2b_M^2}. \quad (11)$$

Ниже этого значения осцилляторные колебания не возбуждаются.

В интервале

$$\left(\frac{8D_a}{a\sqrt{3}}\right)^2 < \left(\frac{2}{3}b_M^2 \frac{EH}{c}\right)^2 < (b_a E)^2 + \left(\frac{8D_a}{a\sqrt{3}}\right)^2 \quad (12)$$

возникает конвективная неустойчивость винтовых волн, т. е. в этом интервале значений EH и параметров плазмы возможно пространственное усиление волн соответствующей поляризации. Если в исходном дисперсионном соотношении считать ω действительной величиной, то для волнового вектора можно получить следующее выражение:

$$-k = -\frac{\omega}{b_a E} + i \frac{8D_a}{3a^2 b_a E} \left[2 \frac{f}{f_c} \frac{H}{H_c} - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2 - 1 \right]. \quad (13)$$

Это выражение получено при следующих ограничениях:

$$b_a E \gg \frac{D_a}{a}, \quad \frac{|n_0 - p_0|}{n_0 - p_0} \gg y_{e,h}^2, \quad (b_a E)^2 \gg \omega D_a \quad (14)$$

Действительная часть (13) определяет фазовую скорость волны, а мнимая — коэффициент пространственного усиления (затухания). Пространственное усиление возникает, когда

$$2 \frac{H}{H_c} > \frac{f}{f_c} + \frac{f_c}{f}. \quad (15)$$

Максимум коэффициента усиления соответствует частоте $f_m = \frac{H}{H_c} f_c$, которая линейно возрастает с ростом магнитного поля. Как видно из (13), коэффициент усиления колоколообразно зависит от частоты.

Экспериментальное исследование поверхностного осциллятора Гурвиц и Мак-Уортер провели на образцах n -Ge цилиндрической формы,

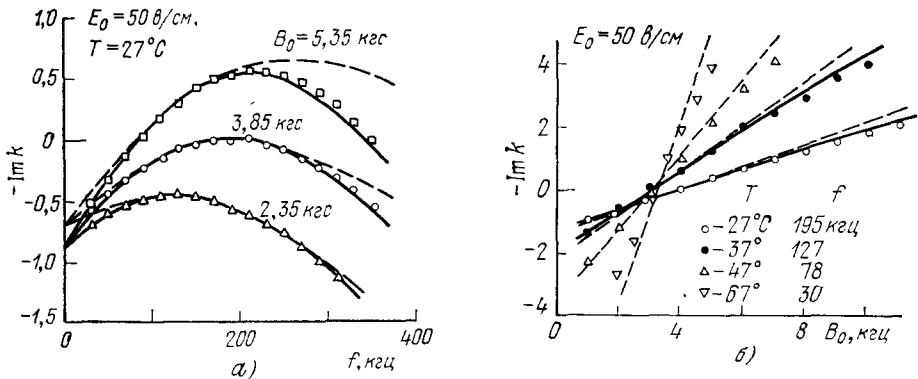


Рис. 5. а) Зависимость коэффициента пространственного усиления (затухания) от частоты винтовой волны для различных значений магнитного поля (сплошные линии — точный расчет, штриховые — приближенный (формула (13)) ⁹); б) зависимость коэффициента усиления от магнитного поля для разных температур ⁹.

а также квадратного сечения. Изменением температуры можно было менять соотношение концентраций электронов и дырок (n_0 , p_0). Основные результаты получены в режиме пространственного усиления. Возбуждение начального сигнала с угловой зависимостью $\sin \varphi$ осуществлялось с помощью четырех зондов, расположенных на одинаковом расстоянии по азимуту. Измерение коэффициента усиления проводилось с помощью точечных зондов, впаянных по длине образца. На рис. 5 приведены рассчитанные и экспериментальные зависимости коэффициента усиления от частоты (рис. 5, а) и магнитного поля (рис. 5, б). Наибольшее измеренное значение

ние коэффициента усиления $\approx 4 \text{ см}^{-1}$, что соответствует усилению 35 дб/см . На рис. 6 приведена зависимость критической частоты (9) от электрического поля. Увеличение угла наклона соответствующих прямых с понижением температуры обусловлено увеличением амбиполярной дрейфовой подвижности. Подобные измерения могут быть использованы для определения амбиполярной дрейфовой подвижности в п/п.

Как видно из этих рисунков, расчеты⁹ прекрасно согласуются с данными опытов. Работа Гурвица и Мак-Уортера оказала сильное влияние на развитие дальнейших исследований по винтовой устойчивости в п/п.

Интересную особенность поверхностного осциллистора в слабых магнитных полях ($y_i \ll 1$) наблюдал Балакирев²² в опытах на *n*-Ge.

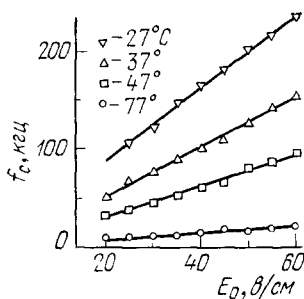


Рис. 6. Зависимость критической частоты f_c , начиная с которой возникает усиление винтовой волны, от электрического поля E_0 для различных температур⁹.

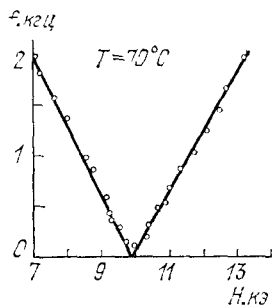


Рис. 7. Зависимость частоты осциллистора на пороге возбуждения от магнитного поля в образце *n*-Ge с проводимостью, близкой к собственной.

Значки — данные опыта, сплошная кривая — расчет²².

Оказывается, что при достаточно малом значении амбиполярной подвижности пороговая частота возбуждения осциллистора стремится к нулю при некотором значении магнитного поля. Это объясняется тем, что амбиполярный дрейф и вращение спирали в магнитном поле соответствуют частотам разных знаков в образцах с *n*-типом проводимости, так что наблюдатель видит неподвижную спираль. Эта особенность наблюдалась в почти собственном *n*-Ge (рис. 7).

В работе¹⁰ проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния скорости поверхностной рекомбинации на критерий возбуждения осциллистора в сильнонеравновесной плазме Ge. Оказалось, что с уменьшением скорости поверхностной рекомбинации объемный осциллистор переходит в поверхностный, при этом порог возбуждения довольно сильно понижается. Рассчитана зависимость критерия возбуждения от скорости поверхностной рекомбинации, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. На основе полученных результатов предложен новый метод определения скорости поверхностной рекомбинации в п/п. В работе Патаки²³ изучалось влияние эффекта поля на критерий возбуждения и частоту осциллистора в Ge. В зависимости от направления и величины электрического поля, приложенного между поверхностью образца и внешним электродом, указанные характеристики осциллистора сильно изменяются. Таким образом, исследуя влияние эффекта поля на осциллистор, можно судить о кинетике поверхностных центров рекомбинации. В работе²⁴ исследована возможность использования винтовой неустойчивости в п/п в режиме конвективной неустойчивости для создания узлов временной задержки ВЧ сигнала. Измерения прово-

дильсь на n -Ge в условиях инжекции при комнатной температуре. Полоса входного сигнала 30—200 кГц. Время задержки не зависело от магнитного поля и частоты и определялось величиной $t = L/v_a$, где L — длина образца, v_a — амбиполярная дрейфовая скорость. В работе Лаутца и Шульца²⁵ проведено исследование винтовой неустойчивости в n -Ge как в режиме конвективной, так и в режиме абсолютной неустойчивости. Особое внимание уделено авторами изучению перехода между этими типами неустойчивости. Шульцем²⁶ развита теория поверхностной винтовой волны для инжектированной плазмы в условиях, когда возникает неоднородность концентрации в направлении электрического поля. Викулиным и сотр.^{27, 28}

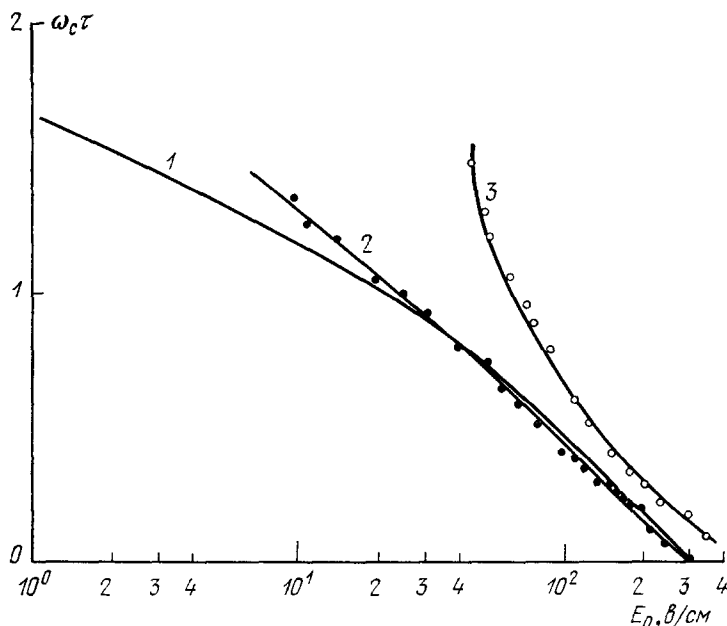


Рис. 8. Зависимость электрического поля $E_0 = b_e E a / D_e$ от магнитного ($\omega_c \tau = (b_e / c) H$) на пороге возбуждения винтовой неустойчивости³³.

1 — $L/a \rightarrow \infty$, 2 — $L/a = 30$, 3 — $L/a = 6$.

исследованы влияние уровня инжекции на порог возбуждения осциллятора и зависимость частоты осциллятора на пороге возбуждения от магнитного поля. Результаты опытов согласуются с теоретическими расчетами^{4, 15}.

Ряд работ посвящен исследованию зависимости характеристик осциллятора от угла между электрическим и магнитным полями^{19, 29}. Возбуждение поверхностного осциллятора в образцах плоской геометрии теоретически изучалось в работах Волкова³⁰ и Гилинского³¹. Интересный вопрос о резонансном взаимодействии звуковой волны с осциллятором рассмотрен в работе Гилинского и Султанова³². Вопрос о характере винтовой неустойчивости в п/п исследовался также Гуревичем и Иоффе²⁰. В 1969—1970 гг. появилась серия работ^{33–38}, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию винтовой неустойчивости в п/п в сильных магнитных полях ($y_i \gg 1$). Дубовой и Шанский³³ провели соответствующие опыты на инжектированной плазме Ge в магнитных полях до 150 кэ. Если в слабых магнитных полях ($y_i \ll 1$) пороговое электрическое поле уменьшается при увеличении магнитного, то в сильных полях возникала тенденция к увеличению (рис. 8). В длинных образцах

подобная тенденция возникает при больших магнитных полях. Возникновение абсолютного минимума $E_n(H)$ в сильных магнитных полях было обнаружено экспериментально в работах Ципивки, Караваева, Викулина³⁴ и Мейлихова³⁵. Подобное поведение пороговых кривых обусловлено конечностью продольного размера образца, что в сильных полях приводит к перестройке пространственной структуры волны⁴. С увеличением магнитного поля длина волны увеличивается⁴ и становится сравнимой с длиной образца. В этом случае пространственная структура волны полностью определяется геометрией образца и продольный диффузионный поток, играющий основную роль в подавлении винтовой неустойчивости в сильных магнитных полях, перестает зависеть от магнитного поля. Поскольку дрейфовый поток, вызывающий неустойчивость, $\sim E/H$, то в сильных полях $E_n \sim H$, т. е. пороговое электрическое поле возрастает с увеличением магнитного. Непосредственные измерения зависимости длины волны от магнитного поля в образцах конечных размеров, проведенные Дубовым и Шанским³³, подтверждают эти соображения. Строгое математическое описание этих эффектов, с учетом граничных условий на торцах, проведено в работе³⁸. Этот вопрос рассматривался также в работах^{39, 40}. Следует отметить и работы Балакирева³⁶, Успенского³⁷ по исследованию поверхностного осциллятора в сильных магнитных полях.

Один из наиболее интересных эффектов, обусловленных возникновением винтовой неустойчивости в п/п, был обнаружен Гликсманом и Стилом⁴¹ в 1959 г. при исследовании пинч-эффекта в ударно-ионизированной электронно-дырочной плазме InSb. Напомним, что явление пинча заключается в сжатии плазмы собственным магнитным полем тока, протекающим по образцу⁴². Если скорость радиального дрейфа носителей в азимутальном магнитном поле тока и продольном электрическом превышает скорость амбиполярной диффузии, то возникает сжатие плазмы к оси образца. Пинч-эффект в электронно-дырочной плазме InSb всегда сопровождается^{41, 43} возникновением аномального сопротивления, что обусловлено усилением электронно-дырочного рассеяния, а также процесса квадратичной объемной рекомбинации при сильном сжатии⁴⁴. Эффект, обнаруженный Гликсманом и Стилом, состоит в том, что в продольном магнитном поле, сравнимом по величине с собственным магнитным полем тока плазменного шнура, пинч-эффект исчезает (исчезает аномальное сопротивление, сопровождающее пинч-эффект). Эффект разрушения пинча в продольном магнитном поле наблюдался в дальнейшем в ряде других работ⁴³, и была высказана мысль, что этот эффект обусловлен развитием винтовой неустойчивости в канале пинча. В 1967 г. Гликсман и Эндо⁴⁵, определив пространственную структуру возмущений, возникающих в этих условиях, доказали на опыте, что разрушение пинча в продольном магнитном поле обусловлено развитием винтовой неустойчивости. Винтовая неустойчивость приводит к потоку аномальной диффузии на поверхность образца, и эффект радиального сжатия исчезает. Интересно, что столь непохожие по внешнему проявлению эффекты, обнаруженные практически одновременно Ивановым и Рывкиным², Гликсманом и Стилом⁴¹, оказались тесно связаны, поскольку в опытах Гликсмана и Стила именно винтовая неустойчивость приводила к разрушению пинча в продольном магнитном поле, оставаясь в то же время скрытой для глаз наблюдателя. Теория винтовой неустойчивости при сильном пинч-эффекте, с учетом собственного магнитного поля тока и сложного пространственного распределения концентрации плазмы, возникающего при пинче, построена в работе⁴⁶. Показано, что для возбуждения винтовой неустойчивости в этих условиях необходимо, чтобы

продольное магнитное поле вдвое превышало максимальное собственное магнитное поле тока. Продольная длина винтовых волн при увеличении тока уменьшается, что обусловлено усилением роли поперечной диффузии при сильном сжатии.

Сравнительно недавно появились работы по исследованию влияния зонной структуры п/п на винтовую неустойчивость^{47, 48}. В теоретических работах⁴⁷ показано, что винтовая неустойчивость может возникать и в монополярных п/п, если электроны (или дырки) не являются единым ансамблем, а состоят из нескольких групп с разной подвижностью в направлении электрического поля. Как мы уже говорили, такая ситуация возникает в п/п с многодолинной зонной структурой (Si, Ge и др.), если время междолинных переходов достаточно велико (диффузионная длина междолинного рассеяния $l_g = \sqrt{D_a \tau_g}$ больше поперечного размера образца, характерные частоты колебаний больше частоты междолинных переходов $\frac{1}{\tau_g}$), так что в процессах переноса электроны разных долин участвуют независимо. В монополярных п/п винтовая неустойчивость имеет всегда конвективный характер и, следовательно, наблюдение этой неустойчивости возможно только в режиме усиления. Численные расчеты в работах⁴⁷ выполнены для кремния. Бондаром и сотрудниками⁴⁸ экспериментально и теоретически исследовано влияние междолинного перераспределения электронов, вызванного одноосным сжатием (растяжением) кристалла, на критерий возбуждения винтовой неустойчивости в электронно-дырочной плазме кремния. Напомним, что изоэнергетические поверхности кремния вблизи дна зоны проводимости описываются шестью эллипсоидами, расположенными попарно на трех взаимно перпендикулярных осях ($\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$). При сжатии (или растяжении) кристалла в одном из этих направлений происходит максимальное перераспределение электронов между долинами (заселение или обеднение долин, расположенных по направлению деформации)⁴⁹. Перераспределение обусловлено относительным изменением ширины запрещенной зоны в направлении оси сжатия (растяжения). При деформации в направлениях $\langle 111 \rangle$ междолинного перераспределения электронов не возникает. В случае неравномерного заселения долин, даже при небольшом времени междолинных переходов, анизотропия подвижности будет существенно влиять на характеристики осциллятора. Расчеты выполнены в рамках двухдолинной модели; предполагалось, что электронный газ состоит из двух ансамблей. В первом ансамбле подвижности электронов $b_{||}$, $b_{\perp}$ соответственно — в направлении сжатия и перпендикулярно к нему (этот ансамбль является эквивалентом двух долин, расположенных вдоль $\langle 100 \rangle$). Во втором ансамбле, соответствующем четырем эквивалентным долинам, расположенным на осях $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$, подвижность электронов считалась изотропной. Теоретически рассматривается случай поверхностного осциллятора (поверхность образца считается чистой). Показано, что междолинное перераспределение приводит к увеличению амбиполярной подвижности. Поэтому усиливается снос возмущений в направлении электрического поля и соответственно повышается критерий абсолютной неустойчивости, определяющий возникновение осцилляторных колебаний (как при сжатии, так и при растяжении). Опыты проводились при температуре жидкого азота для того, чтобы, с одной стороны, повысить подвижность носителей тока, а, с другой, обеспечить достаточное перераспределение электронов при небольшом сжатии. Для обеспечения низкой скорости поверхностной рекомбинации образцы травились в смеси плавиковой и азотной кислот. На рис. 9 представлены зависимости критерия возбуждения осциллятора

в p -кремнии от давления для разных уровней инжекции неравновесных носителей (кривые 1, 2 — экспериментальные, 3—5 — теоретические зависимости). Уже при незначительном перераспределении $\approx 10\%$ ($P = 100 \text{ кГ/см}^2$) начинается резкий рост порогового значения EH . При увеличении уровня инжекции (n/p) изменение порога возбуждения с давлением происходит более плавно, что обусловлено уменьшением амбиполярной дрейфовой подвижности. При сжатии кристаллов кремния в направлении $\langle 111 \rangle$ значения пороговых полей практически не меняются. Соответствующие эксперименты, выполненные на Ge^{50} , как в режиме сжатия, так и при растяжении кристаллов подтверждают основные выводы теории (порог осциллятора повышается). Напомним, что структура изознергетических поверхностей в Ge описывается четырьмя эллипсоидами вращения, расположенными по осям типа $\langle 111 \rangle$. Расчеты в этом случае также проводятся в рамках двухдолинной модели, но более сложной, чем в случае кремния.

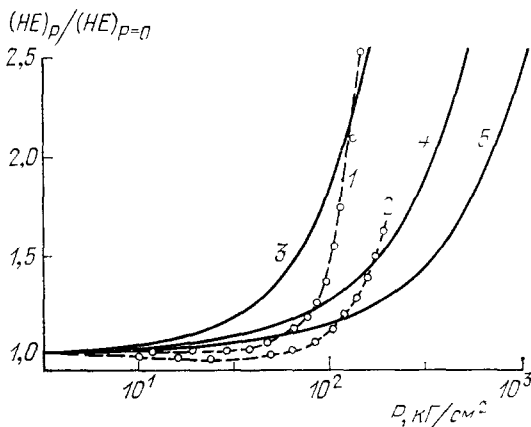


Рис. 9. Зависимость критерия возбуждения осциллятора в p -кремнии от давления.

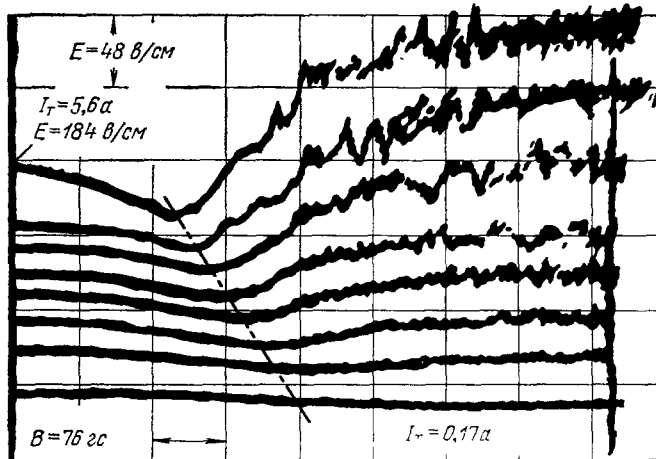
Штриховые кривые — эксперимент ($n_0/p_0 = 0,7$ и $0,8$ — кривые 1 и 2)⁴⁸, сплошные — расчет ($n_0/p_0 = 11/15, 12/15, 13/15$ — кривые 3—5).

Рассмотренное направление в исследовании осциллятора находится еще в зачаточном состоянии и, на наш взгляд, заслуживает более пристального внимания. Здесь возникают новые возможности как прикладных разработок (например, создание новых методов тензометрии), так и создания новых методик исследования зонной структуры п/п.

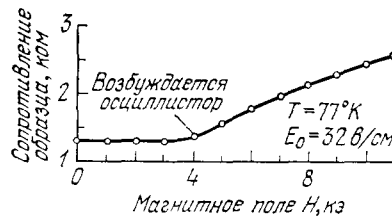
5. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Расскажем теперь о наиболее интересных нелинейных эффектах, сопровождающих развитие винтовой неустойчивости. Анкер-Джонсон⁵¹, Гурвиц и Мак-Уортер⁹, а также ряд других исследователей^{22, 52} обнаружили резкое увеличение сопротивления образцов в режиме возбуждения осциллированных колебаний. На рис. 10 приведены характерные зависимости для случая инжектированной плазмы InSb ⁵¹ (рис. 10, а) и собственной плазмы Ge ⁹ (рис. 10, б). В режиме сильно развитой винтовой неустойчивости основная масса носителей тока сворачивается в винт конечной амплитуды⁹. Поэтому длина пути, который проходят носители тока между контактами, увеличивается и, следовательно, возрастает сопротивление. С увеличением параметра надкритичности ($H - H_n$) все большее число носителей захватывается в область винтового возмущения. В случае неравновесной плазмы (инжекция, ударная ионизация) резкий рост сопротивления можно объяснить и аномальной диффузией плазмы к поверхности образца, и гибелью носителей вследствие поверхностной рекомбинации. Поэтому необходимо большее электрическое поле для поддержания заданного тока. Отметим, что зависимость $E_n(H)$, изображенная на рис. 10, а, наблюдалась в 1958 г. Ленертом⁷ при исследовании неустойчивости положительного столба газового разряда в магнитном поле.

В 1963 г. Анкер-Джонсон⁵³ обнаружила сильный гистерезис пороговых условий при возбуждении осциллистора в p -InSb в режиме инжекции. При фиксированном магнитном поле (325 э) на образец подавался треугольный импульс напряжения (рис. 11, а). Если осциллистор возбуждался при напряженности электрического поля $E \approx 74$ в/см, то срыв неустойчивости происходил при $E \approx 40$ в/см. Таким образом, величина



а)



б)

Рис. 10. Зависимость электрического поля на образце p -InSb в режиме инжекции от магнитного поля (ток задан)⁵³ (а) и сопротивления образца Ge с проводимостью, близкой к собственной, от магнитного поля при возбуждении винтовой неустойчивости⁹ (б).

гистерезиса составляла около 46 %. При заданной напряженности электрического поля наблюдается несколько меньший гистерезис порогового магнитного поля (рис. 11, б). Возникновение гистерезиса пороговых условий возбуждения винтовой неустойчивости свидетельствует о жестком режиме возбуждения⁵⁴. В этом случае амплитуда винтовых волн нарастает скачком при превышении пороговых условий. Рассмотрим вкратце феноменологическую теорию мягкого и жесткого режимов возбуждения волн конечной амплитуды^{54, 55}. Амплитуда малых возмущений, развивающихся в неустойчивой плазме твердых тел, экспоненциально нарастает во времени, так что квадрат амплитуды η удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{d\eta}{dt} = 2\gamma\eta, \quad (16)$$

где γ — инкремент линейной теории. По мере развития возмущения скорость его роста изменяется и уравнение (16) становится несправедливым. Если величина η невелика, а возникающие пульсации носят

регулярный характер, т. е. обладают определенной частотой и длиной волны, то скорость роста можно найти, разложив уравнения по амплитуде возмущений. При этом получаем уравнение

$$\frac{d\eta}{dt} = 2\gamma_H\eta, \quad \gamma_H = \gamma + a\eta + b\eta^2 + \dots, \quad (17)$$

отличающееся от (16) заменой инкремента линейной теории γ на «нелинейный инкремент» γ_H , зависящий от квадрата амплитуды η . С помощью уравнения (17) удастся описать ряд явлений, протекающих в неустойчивой системе при небольшой надкритичности, т. е. в случае, когда инкремент γ мал. Мягкому режиму в уравнении (17)

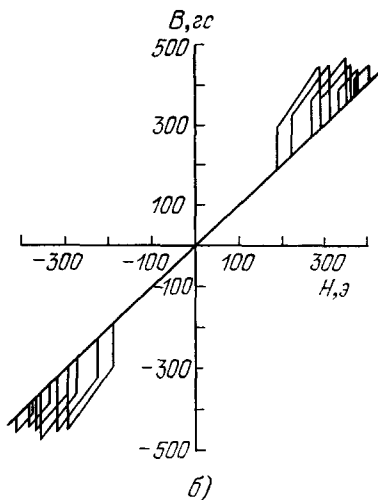
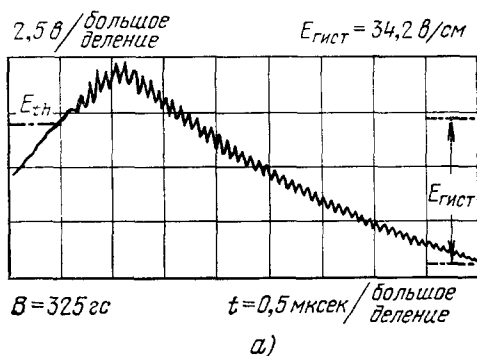


Рис. 11. Гистерезис порогового электрического поля при возбуждении винтовой неустойчивости в InSb (а) и гистерезис порогового магнитного поля (б) ⁵³.

соответствует случай $a < 0$; при этом квадрат амплитуды стационарного движения, возникающего в неустойчивой плазме твердых тел, равен $\eta = -\gamma/a$ и плавно увеличивается от нуля при переходе от устойчивости ($\gamma < 0$) к неустойчивости ($\gamma > 0$) при увеличении параметров надкритичности ($x - x_{кр}$). При этом любая усредненная по пульсациям величина y будет непрерывно изменяться с увеличением ($x - x_{кр}$).

При жестком режиме ($a > 0$) картина возникновения турбулентности выглядит следующим образом. При $x \rightarrow x_{кр}$ $\gamma \rightarrow 0$ и система переходит в область неустойчивости. При $\gamma = +0$ амплитуда возмущений скачком достигает конечной величины η_1 , определяемой обращением в нуль нелинейного инкремента γ_H (рис. 12):

$$a\eta_1 + b\eta_1^2 + \dots = 0, \quad \eta_1 = -\frac{a}{b}. \quad (18)$$

Если теперь параметр x уменьшается и становится ниже критического значения ($x < x_{кр}$), то движение в плазме не исчезает; амплитуда $\sqrt{\eta}$ скачком падает до нуля лишь при $x = x'_{кр} < x_{кр}$. Решение для амплитуды $\eta = \eta_0$ устойчиво, если $\partial\gamma_H/\partial\eta|_{\eta=\eta_0} < 0$, и неустойчиво, если $\partial\gamma_H/\partial\eta|_{\eta=\eta_0} > 0$, так что срыв возмущений возникает при $\partial\gamma_H/\partial\eta = 0$, т. е. при $\eta = \eta_2 = -\frac{a}{2b}$ (рис. 12).

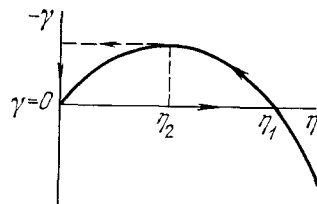


Рис. 12. Зависимость амплитуды колебаний от инкремента неустойчивости ⁵⁴.

Таким образом, при жестком режиме турбулентности имеет место гистерезис: возникновение и срыв колебаний в плазме происходят при различных значениях внешних параметров. Кривая зависимости любой усредненной по пульсациям наблюдаемой величины y от параметра x при жестком возникновении турбулентности имеет разрывы и петлю гистерезиса.

Гистерезис пороговых условий наблюдался и при исследовании винтовой неустойчивости в условиях сильного пинч-эффекта в ударно-ионизированной плазме InSb⁴⁵. Эффект гистерезиса обусловлен сильным парамагнетизмом плазмы в режиме развитой винтовой неустойчивости, когда почти все носители тока собираются в спираль. Азимутальная часть винтового тока увеличивает внутреннее магнитное поле как раз на такую величину, чтобы возмущение конечной амплитуды не распадалось из-за эффекта аномальной диффузии. Джонсон и Хольтер⁵⁶ развили нелинейную теорию винтовой неустойчивости для ударно-ионизированной плазмы и оценили величину парамагнетизма (изменение продольного магнитного поля) и аномальное сопротивление образца. К сожалению, расчетные величины оказались на порядок меньше наблюдаемых. Поэтому вопрос о природе столь сильного парамагнетизма плазмы в режиме осциллистора остается открытым. Возникновение сильного гистерезиса пороговых условий, по-видимому, должно сопровождаться появлением высших азимутальных гармоник, обладающих более высоким порогом возбуждения по сравнению с модой $|m| = 1$. Поэтому при построении нелинейной теории необходимо учитывать взаимодействие этих гармоник с основной модой. В корректной нелинейной теории винтовой неустойчивости, претендующей на количественное объяснение особенностей жесткого режима возбуждения, необходимо также учитывать собственное магнитное поле тока винтовых возмущений конечной амплитуды. Эти факторы не учитывались в теории⁵⁶. Безусловно, такая программа таит крупные математические неприятности, но ее проведение позволит, вероятно, правильно описать жесткий режим возбуждения осциллистора в неравновесной плазме InSb. Следует отметить, что парамагнитные свойства плазмы положительного столба газового разряда в режиме винтовой неустойчивости значительно слабее (на несколько порядков) аналогичных свойств электронно-дырочной плазмы в образцах InSb⁵⁷.

Явление гистерезиса пороговых условий осциллисторного эффекта в InSb может быть использовано для создания элементов памяти ЭВМ⁵³. Например, если на образец, находящийся в параллельных электрическом и магнитном полях, несколько меньших критических значений для возбуждения осциллистора, подать пилообразный импульс напряжения, то возникают осциллисторные колебания, которые уже не исчезают при выключении этого импульса вследствие эффекта гистерезиса. Таким образом, система сохраняет память о первоначальном сигнале, вызвавшем осциллисторный эффект.

При исследовании винтовой неустойчивости в Ge^{23, 25} гистерезис пороговых условий не наблюдался. В этом случае нелинейный режим имеет «мягкий» характер⁵⁵ и амплитуда возмущений плавно растет при увеличении параметров надкритичности ($H - H_n$, $E - E_n$).

Теория мягкого режима возбуждения винтовой неустойчивости, применительно к опытам на Ge, для случая поверхностной винтовой волны развита Успенским⁵⁸.

Резюмируя, мы бы хотели еще раз подчеркнуть необходимость дальнейшего теоретического и экспериментального исследования нелинейных эффектов винтовой неустойчивости в п/п. Крайне желательно построение микроскопической теории жесткого режима возбуждения осциллистора

в плазме InSb. Залогом построения последовательной нелинейной теории осциллистора в будущем является хорошая воспроизводимость и простота осциллисторных экспериментов, которые помогут найти теоретикам правильные модели и решения. Природа открыла человеку превосходный плазменный эффект — осциллистор, и надежная экспериментальная и теоретическая информация о нелинейных свойствах осциллистора может в значительной степени способствовать построению общей теории турбулентной плазмы.

6. МЕТОДЫ ПОДАВЛЕНИЯ ВИНТОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Одно из наиболее интересных направлений в исследовании осциллистора возникло благодаря пионерским работам Анкер-Джонсон^{59, 60}. Речь идет об исследовании подавления винтовой неустойчивости в п/п

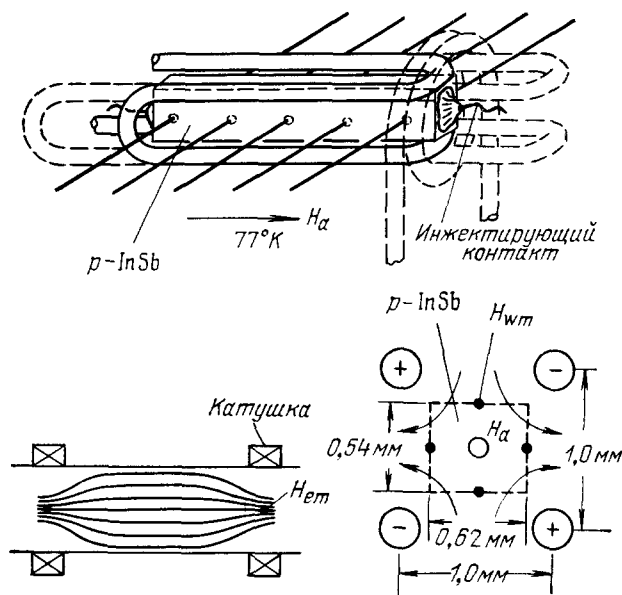


Рис. 13. Полупроводниковая модель магнитной конфигурации Иоффе⁶⁰.

с помощью электрических и магнитных систем стабилизации неустойчивостей, применяющихся в работах по управляемому синтезу. В 1964 г. Анкер-Джонсон⁵⁹ осуществила подавление винтовой неустойчивости в инжектированной плазме InSb с помощью магнитной системы $\min B$, создаваемой токами в «палках Иоффе»⁶¹. Общий вид экспериментальной схемы и конфигурации магнитного поля приведен на рис. 13. Токонпровод создает магнитное поле, нарастающее по всем направлениям от оси системы ($\min B$); эффективное подавление неустойчивости возникает при токе в «палках» ≈ 11 а, когда максимальная напряженность добавочной компоненты магнитного поля всего лишь несколько десятков эрстед. Если пропускать через провод высокочастотный ток ($f \approx 84$ Мгц), то стабилизация происходит при амплитуде ВЧ тока $\approx 0,8$ а. Интересно, что при подавлении винтовой неустойчивости время жизни носителей тока и, соответственно, концентрация плазмы в ловушке резко возрастают⁶⁰. Этот факт наиболее надежно подтверждает стабилизирующее действие магнитной конфигурации Иоффе. В опытах Анкер-Джонсон выполнялось условие $\omega_{ce}\tau_e \gg 3$ ($H \approx 400$ э), в экспериментах Иоффе $\omega_{ce}\tau_e \gg 1$. К сожалению, теория

эффекта стабилизации осциллистора в рассмотренной конфигурации магнитного поля еще не построена.

Более простая система стабилизации осциллистора, с помощью высокочастотного продольного электрического поля, была осуществлена в 1965 г. Дубовым и Шанским⁶² в опытах на инжектированной плазме Ge. Стабилизация возникала в не слишком длинных образцах при сравнительно небольших коэффициентах модуляции электрического поля ($\eta_c = \tilde{E}/E \approx 1-2$), величина которых пропорциональна L/a , где L — длина образца. Характерные осциллограммы, демонстрирующие эффект ВЧ стабилизации (ВЧС), приведены на рис. 14. Наблюдавшийся Дубовым

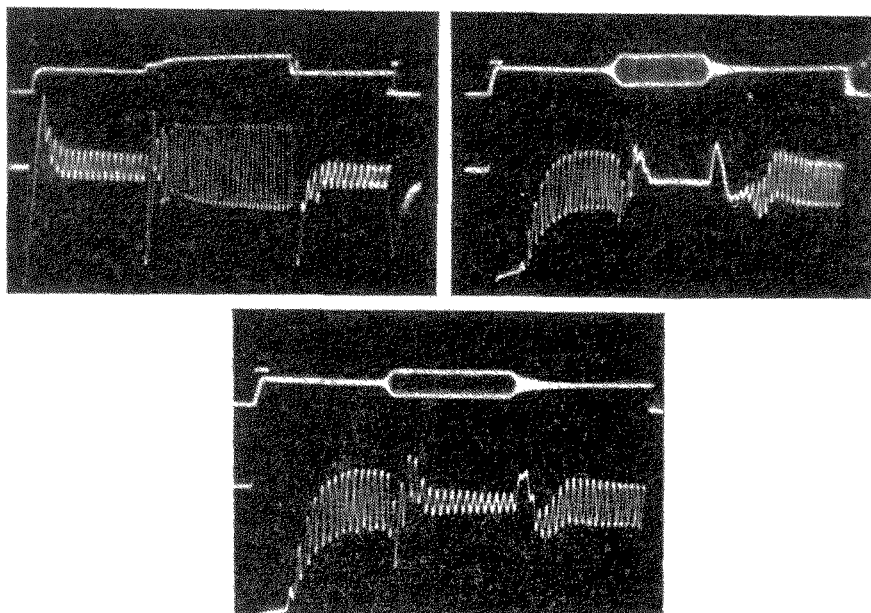


Рис. 14. Высокочастотная стабилизация винтовой неустойчивости.

Верхний луч — напряженность внешнего электрического поля, нижний — ток неустойчивости⁶².
Опыты проводились на Ge.

и Шанским эффект не мог быть объяснен в рамках теории динамической стабилизации⁶³, поскольку инерция частиц не играет никакой роли в механизме винтовой неустойчивости (уравнения, описывающие винтовую неустойчивость, являются уравнениями первого порядка по времени^{3, 4}). Именно поэтому исходные уравнения осциллистора в присутствии ВЧ электрического поля нельзя непосредственно свести к уравнениям Матье — Хилла, описывающим эффект динамической стабилизации. Отправным пунктом, позволившим построить теорию ВЧС в п/п, послужил экспериментальный факт зависимости эффективности стабилизации от длины образца. В работах^{64, 65} было показано, что основную роль в возникновении эффекта ВЧС играет наличие отраженных от торцов образца винтовых волн (помимо основной волны), что проявляется в виде многомодового режима возбуждения. Корреляция этих мод (сдвинутых по фазе) во времени в присутствии ВЧ электрического поля приводит к эффектам стабилизации или дестабилизации для каждой моды в данный момент времени. На первом полупериоде своего изменения ВЧ поле усиливает первую моду и ослабляет вторую (на языке двух мод), на втором полупериоде ситуация меняется. Аналогичная картина возникает в уско-

рителях с жесткой фокусировкой. При определенных условиях суммарный эффект воздействия ВЧ поля может привести к подавлению неустойчивости. В длинных образцах эффект временной корреляции пространственных мод винтовой волны выражен слабо и эффект ВЧС отсутствует в этом случае. Для правильного описания эффекта ВЧС необходимо решать исходное дифференциальное уравнение в частных производных (переменные z, t) для возмущенной плотности при определенных граничных условиях на торцах. Уравнение для $n_1(z, t)$, полученное из уравнений теории Гликсмана ⁴ для моды $|m| = 1$ и приведенное к безразмерной форме, имеет вид (в случае $y_i \ll 1$)

$$\hat{L}n_1 = \frac{\partial^4 n_1}{\partial \tilde{z}^4} - n_1, \quad (19)$$

где

$$\hat{L} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} - 1 \right) + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} - 1 \right) - i\alpha(\theta) \frac{\partial}{\partial \tilde{z}},$$

θ и $\tilde{z}$ — время и координата в направлении электрического и магнитного полей, $\alpha(\theta) = \alpha_c(1 + \eta \sin \beta\theta)$, $\alpha_c \sim EH$, β — частота ВЧ поля, μ — параметр, зависящий от скорости поверхностной рекомбинации.

Переменные в уравнении (19) не разделяются, и в общем виде найти решение (19), по-видимому, невозможно. Если выбрать решение в виде плоской волны: $n_1 \sim n_1(t) e^{i\tilde{k}\tilde{z}}$, т. е. рассматривать одну моду, то уравнение (19) для функции $n_1(t)$ эффекта ВЧС не описывает. Кстати, решение в виде плоской волны не удовлетворяет и нулевым граничным условиям, принятым в задаче:

$$n_1|_{\tilde{z}=0, \tilde{z}_L} = 0, \quad \tilde{z}_L \sim \frac{L}{a}. \quad (20)$$

Нулевые граничные условия, строго говоря, обоснованы для омических контактов (слабоинжектирующих). Как показали в дальнейшем опыты Дубового и Шанского ⁶⁶, исследовавших пространственную структуру возмущений при изучении эффекта ВЧС, нулевые граничные условия довольно хорошо выполнялись в условиях этих экспериментов.

Координатный базис усеченного уравнения

$$Ln_1 = 0 \quad (21)$$

легко находится, поскольку переменные $(\tilde{z}, \theta)$ в этом уравнении разделяются. Этот базис имеет вид

$$\Phi_n(\tilde{z}) = \exp(i\rho_n\tilde{z}) \sin \kappa_n\tilde{z}, \quad (22)$$

где

$$\rho_n = \sqrt{1 + \kappa_n^2}, \quad \kappa_n = \frac{\pi n}{\tilde{z}_L}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Экспоненциальный фактор (22) описывает тонкую структуру винтовой волны, период которой сравним с поперечным размером образца, а гармонический фактор соответствует длинноволновой огибающей тонкой структуры. Период этой огибающей соответствует гармоникам длины образца. Отметим, что уравнение (21) также не описывает эффекта ВЧС, поскольку в этом случае отсутствует корреляция мод во времени.

Если в исходное уравнение (19) подставить базисные функции (22), то правая часть (19) $\sim \tilde{z}_L^{-1}$ и в длинных образцах мала $\sim a/L$. Поэтому при решении (19) можно применить теорию возмущений. Решение уравнения (19) представляется в виде разложения по базису (22) с коэффициентами, зависящими только от времени. Используя методы Галеркина ¹¹, можно свести исходное уравнение в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для этих коэффициентов. В нуле-

вом приближении ($a/L \rightarrow 0$) эффект ВЧС отсутствует, поскольку каждая из мод, определяемая номером n , описывается уравнением первого порядка по времени ввиду отсутствия корреляции с остальными модами. Поэтому в очень длинных образцах эффект ВЧС не будет возникать. Эффект временной корреляции мод возникает в первом порядке теории возмущений, когда в уравнении (19) учитываются члены $\sim a/L$. В двухмодовом приближении исходные уравнения, описывающие временную эволюцию мод, сводятся к обобщенным уравнениям Хилла для каждой из мод. Исследование области устойчивых решений этих уравнений дает информацию об эффекте ВЧС винтовой неустойчивости. Приведем основные результаты теории ВЧС винтовой неустойчивости^{64, 65}. Этот эффект может возникать только в определенной зоне значений EH вблизи порога возбуждения осциллятора. Это связано с тем, что далеко за порогом возбуждения инкременты мод столь велики, что эффекты корреляции уже не могут

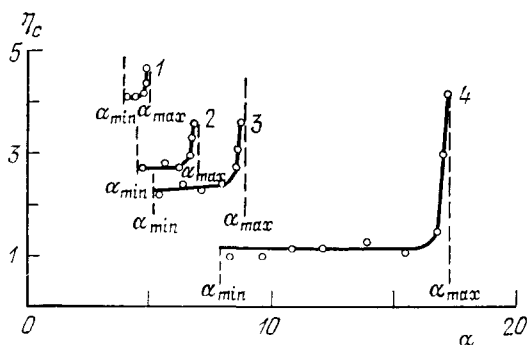


Рис. 15. Зоны высокочастотной стабилизации винтовой неустойчивости.

$\eta_c = \tilde{E}/E$, $\alpha \sim EH$, $L/a = 15$ (1), 12 (2), 9 (3) и 6 (4)⁶⁵.

привести к возникновению ВЧС. Ширина зоны стабилизации уменьшается при увеличении длины образца (L/a). Величина стабилизирующего коэффициента модуляции электрического поля $\eta_c \sim L/a$. В образцах с чистой поверхностью ($G_s \gg 1$) ширина зоны стабилизации гораздо больше, чем в случае ($G_s \ll 1$), а значения η_c меньше. Результаты расчетов были подтверждены в дальнейшем в ряде экспериментов, проведенных Дубовым и Шанским^{65, 66, 67}. В работе⁶⁵ была предпринята попытка экспериментального обнаружения зоны ВЧС. Измерения проводились на образцах Ge различной длины ($L/a = 6; 9; 12; 15$) от 6 до 15 мм. Для уменьшения

скорости поверхностной рекомбинации образцы травились в перекиси водорода. Возникновение неустойчивости регистрировалось точечными зондами, расположенными на боковой поверхности образца. Импульсный режим работы (длительность импульса электрического поля ≈ 100 мксек, длительность импульса ВЧ поля ≈ 50 мксек) позволял избежать разогрева решетки и носителей тока при значительных токах через образец. Частота колебаний, возникающих при возбуждении осциллятора, $\approx 10^5$ гц, а частота стабилизирующего ВЧ поля $\approx 10^6$ гц. Чтобы свести к минимуму разогрева носителей тока, вход в зоны возбуждения и стабилизации винтовой неустойчивости осуществлялся увеличением магнитного поля (до 13 кэ) при фиксированном значении электрического поля. По мере увеличения магнитного поля величина η_c оставалась почти постоянной в зоне стабилизации, а затем резко возрастала (в три — пять раз), как это видно из рис. 15. Значение EH , при котором возникает резкое увеличение η_c , отождествлялось с верхней границей зоны стабилизации.

Пунктирными линиями на рис. 15 обозначены теоретические границы зоны стабилизации. Хорошо видно, что при увеличении L/a ширина зоны ВЧС уменьшается. Резкое увеличение значения стабилизирующего коэффициента модуляции η_c вблизи верхней границы зоны ВЧС является естественным следствием перехода из зоны устойчивого поведения системы в зону неустойчивого. При выходе за границу зоны, где эффект ВЧС отсутствует, значительное увеличение коэффициента модуляции (амплитуды ВЧ-поля) приводит к разогреву носителей тока и, соответственно, уменьшению подвижности и увеличению коэффициента диффузии, что эквивалентно смещению верхнего края зоны ВЧС в область больших магнитных полей.

Следует также отметить очень важное исследование, проведенное Дубовым и Шанским⁶⁷ по изучению аномальной диффузии неравновесной электронно-дырочной плазмы в режиме винтовой неустойчивости. С помощью лазерной диагностики было показано, что коэффициент диффузии носителей тока возрастает в несколько раз по сравнению с классическим значением. В условиях ВЧ-стабилизации аномальная диффузия отсутствует, что и доказывает наиболее надежно возникновение эффекта ВЧС.

В работе⁶⁸ теоретически и экспериментально исследовано подавление винтовой неустойчивости в геометрии термоядерной установки «триакс»⁶⁹. Винтовая неустойчивость возбуждалась в трубчатых образцах Ge (рис. 16). Показано, что азимутальное магнитное поле аксиального токопровода, проходящего в полости образца, при достаточно больших токах приводит к стабилизации неустойчивости независимо от направления токов в образце и аксиальном токопроводе. Эффект стабилизации осциллистора обусловлен сильным магнитоконцентрационным эффектом, возникающим в образце в присутствии полей E и H_φ . В зависимости от направлений аксиального тока и тока в образце плазма отжимается либо к внешней, либо к внутренней поверхности трубчатого образца, что приводит к усилению поперечной диффузии и стабилизации неустойчивости. Аналогичные эксперименты проводились ранее в газовой плазме⁷⁰.

Несмотря на внешнюю эффектность модельных экспериментов, всегда остается элемент неудовлетворенности, связанный с несоответствием плазмы п/п (где, как правило, длина свободного пробега носителей тока значительно меньше размеров образца) и горячей плазмы низкого давления. Однако уже отмечалось,⁷¹ что в условиях аномального сопротивления, когда эффективная частота соударений возрастает, винтовая неустойчивость может возникать и в «бесстолкновительной» плазме термоядерных установок. В этом случае модельные опыты на плазме п/п могут иметь более прямое отношение к термоядерной проблеме. Следует отметить, что моделирование на п/п плазменных установок как самоцель вряд ли представляет интерес. Наиболее важный момент в этих работах состоит в изучении характера диффузии частиц в электронно-дырочной плазме при спонтанном росте флуктуаций и в режиме стабилизации, а также в выяснении основных механизмов стабилизации. И в этом смысле модельные исследования могут значительно обогатить арсенал физика-термоядерщика.

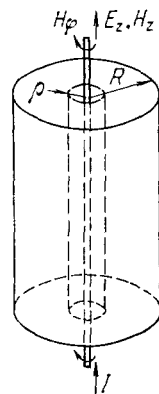


Рис. 16. Геометрия системы при исследовании стабилизации винтовой неустойчивости в трубчатых образцах Ge⁶⁸.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Веденов, УФН 84, 533 (1964); В. Ancker-Johnson, сборник «Semiconductors and Semimetals», v. 1, N. Y., Academic Press, 1966, p. 379; J. E. Drummond, сборник «Plasma Physics», Vienna, IAEA, 1965, p. 323; J. Bok, Proc. of 8th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases (Vienna, 1967), Vienna, IAEA, 1968, стр. 25; Е. А. Канер, V. G. Skobov, Adv. Phys. 17, 605 (1968); А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, УФН 96, 633 (1968); M. Glicksman, Sol. State Phys. 26, 275 (1971).
2. Ю. Л. Иванов, С. М. Рывкин, ЖТФ 28, 774 (1958).
3. В. В. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, J. Nucl. Energy C1, 230 (1960).
4. M. Glicksman, Phys. Rev. 124, 1655 (1961).
5. J. Bok, R. Veilex, C.R. Ac. Sci. 248, 2300 (1959).
6. R. D. Lagabee, M. C. Steele, J. Appl. Phys. 31, 1519 (1960).
7. B. Lehnert, Proc. of 2nd UN Intern. Conference of PUAE, v. 32, 1958, p. 349.
8. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 31, 1273 (1961).
9. С. Е. Hurwitz, A. L. McWhorter, Phys. Rev. A134, 1033 (1964).
10. В. В. Владимирев, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 51, 1870 (1966).
11. Л. В. Канторович, В. Н. Крылов, Приближенные методы высшего анализа, М., Физматгиз, 1962.
12. R. R. Johnson, D. A. Jerde, Phys. Fluids 8, 988 (1962).
13. Р. Смит, Полупроводники, М., ИЛ, 1962.
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1952.
15. Ø. Holter, Phys. Rev. 129, 2548 (1963).
16. а) G. A. Paulikas, R. V. Pyle, Phys. Fluids 5, 348 (1962); б) R. R. Johnson, Boeing Sci Res. Lab. Preprint ND-4-82-0283 (1963).
17. T. Misawa, T. Yamada, Japan J. Appl. Phys. 2, 19 (1963).
18. F. Okamoto, T. Koike, S. Tosima, J. Phys. Soc. Japan 17, 804 (1962).
19. И. М. Викулин, Л. Л. Люзе, В. А. Преснов, Н. С. Мухачев, ФТП 1, 1462 (1967); Б. А. Успенский, И. М. Викулин, ФТП 2, 1436 (1968); Ю. И. Ципивка, Г. Ф. Караваев, ФТТ 10, 3406 (1968).
20. Л. Э. Гуревич, И. В. Иоффе, ФТТ 4, 2641, 2964 (1962); 5, 2674 (1963); 6, 445 (1964).
21. H. Suhl, W. Shockley, Phys. Rev. 75, 1617 (1949).
22. М. К. Балакирев, канд. диссертация (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1972).
23. G. Pataki, Sol. State Electron. 8, 611 (1965).
24. Y. Kuniya, Japan J. Appl. Phys. 4, 547 (1965).
25. G. Lautz, M. Schuolz, Sol. State Electron. 11, 445 (1968).
26. M. Schulz, Phys. State Sol. 25, 521 (1968).
27. И. М. Викулин, Л. Л. Люзе, В. А. Преснов, Б. Н. Полонянкин, ФТП 1, 1466 (1967).
28. И. М. Викулин, Л. Л. Люзе, В. А. Преснов, ФТП 2, 1138 (1968);
29. H. Flither, N. Kempe, Phys. Stat. Sol. 18, 415 (1966); Л. Л. Люзе, Р. Б. Бурлаков, ФТТ 8, 1639 (1966); В. В. Владимирев, УФЖ 12, 1794 (1967).
30. А. Ф. Волков, канд. диссертация (ИАЭ, 1967).
31. И. А. Гилинский, ФТП 4, 377 (1970).
32. И. А. Гилинский, М. Б. Султанов, ФТТ 13, 536 (1971).
33. Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 56, 766 (1969).
34. Ю. И. Ципивка, Г. Ф. Караваев, И. М. Викулин, ФТП 4, 508 (1970).
35. Е. З. Мейлихов, *ibid.*, стр. 273.
36. М. К. Балакирев, С. В. Богданов, ФТТ 12, 1414 (1970).
37. Б. А. Успенский, ФТП 4, 1814 (1970).
38. В. В. Владимирев, ЖЭТФ 59, 162 (1970).
39. Г. Ф. Караваев, Ю. И. Ципивка, ФТТ 13, 1400 (1971).
40. Е. З. Мейлихов, ФТП 6, 997 (1972).
41. M. C. Steele, M. Glicksman, J. Phys. Chem. Sol. 8, 242 (1959); M. Glicksman, M. C. Steele, Phys. Rev. Lett. 2, 461 (1959).
42. W. H. Bennett, Phys. Rev. 45, 890 (1934); L. Tonks, *ibid.* 56, 360 (1938).
43. M. Glicksman, R. A. Powlus, *ibid.* 121, 1659 (1961); A. G. Chynoweth, A. A. Murray, *ibid.* 123, 515; В. Ancker-Johnson, R. W. Cohen, M. Glicksman, *ibid.* 124, 1745; Б. Д. Осипов, А. Н. Хвошев, ЖЭТФ 43, 1179 (1962); А. П. Шотов, С. П. Гришечкина, Р. А. Муминов, ЖЭТФ 50, 1525 (1966).

44. Л. В. Келдыш, М. Г. Пхакадзе, Письма ЖЭТФ 10, 267 (1969); В. V. P a - g a n j a r e, J. Phys. Soc. Japan 22, 144 (1967).
45. K. A n d o, M. G l i c k s m a n, Phys. Rev. 154, 316 (1967).
46. В. В. Владимиров, А. И. Щедрин, ЖЭТФ 63, 1507 (1972).
47. В. В. Владимиров, О. Г. Сарбей, А. И. Щедрин, сборник «Труды симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах» (Вильнюс, 1971), Вильнюс, «Минтис», 1972, стр. 162; В. В. В л а д и м и р о в, А. И. Щ е д р и н, ДАН СССР 241, 806 (1973).
48. В. М. Бондар, В. В. Владимиров, Н. Н. Кононенко, О. Г. Сарбей, А. И. Щедрин, ЖЭТФ 65, 1093 (1973).
49. R. W. K e u e s, Sol. State Phys. 11, 149 (1960).
50. В. М. Бондар, В. В. Владимиров, Н. Н. Кононенко, А. И. Щедрин, сборник «Тезисы и симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах», Вильнюс, «Минтис», 1974, II-4-3.
51. В. Анскер-Johnson, Phys. Rev. A135, 1423 (1964).
52. В. Н. Добровольский, Фан Ван Ань, ФТТ 13, 263 (1971).
53. В. Анскер-Johnson, Appl. Phys. Lett. 3, 104 (1963); Phys. Rev. A134, 1465 (1964).
54. А. А. Веденов, Ю. Б. Нономаренко, ЖЭТФ 46, 2247 (1964).
55. Л. Д. Ландау, ДАН СССР 44, 339 (1944).
56. Ø. H o l t e r, R. R. J o h n s o n, Phys. Lett. A27, 642 (1968); Phys. Rev. 183, 503 (1969).
57. H. S. R o b e r t s o n, Phys. Fluids 7, 1093 (1964); А. А. Зайцев, Б. Н. Шгилкин, Радиотехн. и электрон. 5, 811 (1965).
58. Б. А. Успенский, канд. диссертация (НИИЯФ, ТПИ, Томск, 1974).
59. В. Анскер-Johnson, Phys. Fluids 7, 1553 (1964).
60. В. Анскер-Johnson, M. F. B e r g, Boeing Sci. Res., Lab., Preprint, № T2-13, (1964).
61. Yu. V. G o t t, M. S. I o f f e, V. G. T e l k o v s k i i, Nucl. Fusion Suppl., pt. 3, 1045 (1962).
62. Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 48, 800 (1965).
63. П. Л. Капица, ЖЭТФ 21, 588 (1951); С. М. Осовец, ЖЭТФ 39, 311 (1960).
64. В. В. Владимиров, ЖЭТФ 49, 1562 (1965).
65. В. В. Владимиров, Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 58, 1580 (1970).
66. Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 51, 412 (1966).
67. Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 57, 1482 (1969).
68. В. В. Владимиров, Л. В. Дубовой, А. А. Кондаков, В. Ф. Шанский, А. И. Щедрин, ЖЭТФ 62, 578 (1972).
69. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
70. G. V. G i e r k e, K. H. W ö h l e r, Nucl. Fusion Suppl., pt. 1, 47 (1962).
71. Ю. Г. Калинин, Д. Н. Лин, Л. И. Рудаков, В. Д. Рютов, В. А. Ско-рюпин, ЖЭТФ 59, 1056 (1970).