

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

На правах рукописи

РОЖКОВ СЕРГЕЙ СЕРАФИМОВИЧ

НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИКА И ГИДРОДИНАМИКА  
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В СИЛЬНЫХ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

01.04.07 - физика твердого тела

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

КИЕВ - 1992

Работа выполнена в Институте физики Академии наук Украины


- Официальные оппоненты - доктор физико-математических наук,  
профессор Р.Катилюс  
доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент АН Украины  
П.И.Фомин  
доктор физико-математических наук,  
профессор О.Г.Сарбей
- Ведущая организация - Институт полупроводников  
АН Украины, г.Київ

Защита состоится "17" XII 1992 г. в 15 часов  
на заседании Специализированного совета Д 016.04.01 при Институте  
физики АН Украины, 252650, Киев-28, ГСП, пр.Науки, 144.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ АН Украины.

Автореферат разослан "16" XI 1992 г.

Ученый секретарь  
Специализированного совета

  
В.А.Илюк

ЛННБ України ім.В.Стефаника



00816966 (-)

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Поведение неравновесных систем часто радикально отличается от поведения систем в равновесии. Например, задача о неравновесных флуктуациях не эквивалентна задаче о линейном отклике (нарушается флуктуационно-диссипационная теорема), а значит исследование флуктуаций приобретает самостоятельное значение. При этом в последнее время возрос интерес к неравновесным кинетическим и флуктуационным явлениям в квантовых системах, к которым не применимо уравнение Больцмана. Распространение нелинейных волн оказывается совершенно непохожим на распространение волн линейных. Наиболее известный пример нелинейных волн - солитоны, которые во многих отношениях ведут себя подобно частицам с конечными размерами. Солитоны и другие протяженные объекты (вихри, дисклинация, инстантоны) обладают нетривиальными топологическими свойствами, что привело к проникновению в физику новых математических методов и понятий, например, таких, как топологический заряд. Вместе с распространением в физике новых математических методов и новых физических величин в последние годы существенно возросло число физических систем, в которых наблюдаются протяженные объекты: сверхтекучие фазы гелия-3, новые типы жидких кристаллов, высокотемпературные сверхпроводники и т.д. С экспериментальной и прикладной точек зрения важно то, что рассматриваемые в работе системы обладают большим разнообразием физических свойств, а теоретические исследования указанных систем касаются фундаментальных проблем физики конденсированного состояния. Все это определяет актуальность исследований, которым посвящена диссертация.

Цель работы является изучение нелинейных неравновесных и пространственно неоднородных кинетических и гидродинамических явлений в полупроводниках, магнетиках, жидких кристаллах и сверхтекучих фазах гелия-3 при наличии внешних полей.

Научная новизна работы состоит в следующем.

1. Найдена новая функция распределения электронов, находящаяся в параллельных электрическом и квантующем магнитном полях.



2. Найден новый механизм нелинейного распространения электромагнитных волн в плазме. Предсказано рождение и распространение солитонов огибающей электромагнитной волны в полупроводнике, находящемся в сильном электрическом и квантующем магнитном полях.

3. Впервые рассмотрены электронные флуктуации в квантующем электрическом поле, а также в параллельных электрическом и квантующем магнитном полях. Показано, что интенсивность неравновесных токовых флуктуаций в полупроводниках, находящихся в сильном электрическом поле, может значительно превосходить интенсивность равновесных флуктуаций.

4. Впервые исследована неравновесная нестационарная кинетика электрон-магнотной системы ферромагнитных полупроводников. В частности, впервые учтен дрейф магнов, что приводит к радикальному изменению распределения электронов в сильном электрическом поле. Предсказан эффект усиления электрическим полем магнотного звука — волн магнотной температуры или намагнитченности.

5. Выведены новые нелинейные уравнения, описывающие динамику параметра порядка, принимающего значения на сфере. Найденны солитонные решения этих уравнений. Рассмотрены топологические и нетопологические солитоны в сверхтекучих фазах  $He^3$ .

6. Вычислен спектр ферми-возбуждений в А-фазе  $He^3$  в поле орбитального солитона. Найденно, что в основном состоянии находятся квазичастицы со спином "вправо" и "влево", в спектре которых отсутствует инверсионная симметрия.

7. Развнт подход к описанию неупорядоченных магнетиков с топологическими дефектами типа дисклинаций в нематиках. Показано, что наличие таких дефектов приводит к появлению дополнительных степеней свободы, описываемых калибровочными полями.

8. Построена теория смектика С. Рассмотрены кинки, вихри, монополи и периодические структуры, индуцируемые при растяжении образца смектика. Предсказано смешанное состояние смектика: сосуществование А- и С-фаз.

9. Описана диссипативная динамика точечных сингулярностей (буддумов), соединенных струной, в тонких слоях нематика. Для скорости движения буддумов (или сокращения струны) получена формула, хорошо описывающая эксперимент.

Научная и практическая ценность результатов диссертации:

1. Результаты диссертации могут найти применение в теории

неравновесных кинетических и флуктуационных явлений в полупроводниках, теории жидких кристаллов и сверхтекучего гелия-3. Новые нелинейные дифференциальные уравнения представляют самостоятельный интерес для теории солитонов.

2. Предсказаны новые явления: образование электромагнитных солитонов в полупроводниках, усиление магнитного звука в ферромагнитных полупроводниках и образование смешанного состояния смектика. Эти предсказания могут стимулировать соответствующие экспериментальные исследования.

3. Работа связана с конкретными конденсированными средами: обычными и ферромагнитными полупроводниками, жидкими кристаллами, сверхтекучими фазами He-3. Сравнение результатов для электропроводности, шумовой температуры, намагниченности, параметров протяженных объектов с экспериментальными данными позволяет судить о механизмах рассеяния квазичастиц и природе неустойчивостей в рассматриваемых системах. Сравнение с экспериментом дает также возможность определять параметры полупроводников и жидких кристаллов, что важно для решения прикладных задач.

Апробация работ. Материалы диссертации докладывались на Конференциях по флуктуационным явлениям в физических системах (Друскининкай, 1976; Вильнюс, 1979, 1982), на Совещаниях по теории полупроводников (Тбилиси, 1978; Новосибирск, 1980; Ужгород, 1983; Ташкент, 1985; Донецк, 1989; Львов, 1992), на 6-ой конференции "Жидкие кристаллы и их практическое использование" (Чернигов, 1988), на научных семинарах и конференциях Института физики, Института теоретической физики, Института полупроводников, Института ядерных исследований АН Украины.

Публикации. По теме диссертации опубликовано более 30 работ. Список основных работ приведен в конце реферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация объемом 205 машинописных страниц состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 138 наименований.

Во введении дано краткое описание исследуемых систем и содержания работы, а также перечислены положения диссертации, носимые на защиту.

В первой главе исследованы кинетика электронов и распространение электромагнитной волны в полупроводнике, находящемся в электрическом и квантующем магнитном полях. Найдена стационарная функция распределения электронов, взаимодействующих с акустическими и оптическими фононами, и вычислена электропроводность в условиях конкуренции двух механизмов поведения электронов: убегания электронов в область больших энергий под действием электрического поля и спонтанного испускания электронами оптических фононов, препятствующего убеганию. Установлено, что неаналитичность стационарной функции распределения носителей заряда обуславливает нелинейное распространение электромагнитной волны в плазме. Этот общий результат проиллюстрирован конкретным примером распространения нелинейной волны в полупроводнике при наличии параллельных электрического и квантующего магнитного полей, когда неаналитичность (излом) функции распределения связан с испусканием электронами оптических фононов. В этой ситуации описано рождение и распространение солитонов отгибающей электромагнитной волны.

Разогрев электронов в квантующем магнитном поле существенно зависит от ориентации постоянного электрического поля  $\vec{E}_0$  относительно магнитного -  $\vec{H}$ . В случае  $\vec{E}_0 \perp \vec{H}$  средняя энергия электронов, взаимодействующих с акустическими фононами определяется эффективной электронной температурой  $T_e = T [1 + \frac{1}{2} (cE_0 / u_s H)^2]$ , где  $T$  - температура решетки, а  $u_s$  - скорость звука /1/. Однако, если  $\vec{E}_0 \parallel \vec{H}$ , то учет только квазиупругих механизмов рассеяния не обеспечивает достаточно быстрого убывания функции распределения электронов, т.е. имеет место убегание электронов в область больших энергий /2/. Поэтому необходимо учесть тот или иной удерживающий механизм, который бы сделал функцию распределения нормируемой. В данной работе в качестве такого механизма рассмотрено испускание электронами оптических фононов с энергией  $\omega_{\vec{q}} = \omega_0 - \vec{q}^2 / 2m_p$ , где  $m_p$  - "масса" оптического фонона (об учете дисперсии см. ниже). В случае квантового предела, когда электроны заполняют только нулевой уровень Ландау:  $\hbar\omega_c \gg \bar{E}$  (а также

$\hbar\omega_c > \omega_{0\bar{q}}$ ), где  $\omega_c = |e\hbar H/mc$  - циклотронная частота,  $\bar{E}$  - средняя энергия электрона, найдена функция распределения электронов, взаимодействующих с акустическими и оптическими фононами. Считалось, что выполняются неравенства

$$\omega_{a\bar{q}} \ll T \ll \omega_{o\bar{q}}, \quad (1)$$

где  $\omega_{a\bar{q}} = u_s q$  - энергия акустических фононов. Неравенства (1) позволяют принять закон равнораспределения для акустических фононов и пренебречь поглощением оптических фононов. Оказывается, что можно выделить две области энергий электронов  $\epsilon = p_z^2/2m$ : 1)  $\epsilon < \omega_{o\bar{q}}$  и 2)  $\epsilon > \omega_{o\bar{q}}$  ( $\bar{H} = \{0, 0, H\}$ ), причем в первой области существенно рассеяние на акустических фононах, а во второй - на оптических. Убегание электронов становится существенным при выполнении неравенства

$$Z^2 \ll \bar{E}^2. \quad (2)$$

Здесь  $Z$  - характерная энергия:

$$Z = \frac{\hbar\omega_c}{2} \frac{u_s H}{c E_0} \frac{l}{l_{ac}}, \quad (3)$$

где  $l = (c\hbar/|e\hbar H|)^{1/2}$  - магнитная длина,  $l_{ac}$  - длина свободного пробега электрона при рассеянии на акустических фононах для  $\bar{H} = 0$ . Граничное электрическое поле  $E_h$ , отделяющее слабые поля от сильных, определено условием  $Z = \bar{E}$ :

$$E_h = E_A \frac{2(mu_s^2)^{1/2} (\hbar\omega_c)^{1/2}}{\bar{E}}, \quad (4)$$

где  $E_A = \hbar\omega_c/4|e|l_{ac}$  - характерное электрическое поле.

В случае, когда  $E_0^2 \ll E_h^2$ , убеганием электронов можно пренебречь и энергетическое распределение электронов является максвелловским. При выполнении неравенства (2) или  $E_0^2 \gg E_h^2$  распределение электронов определяется конкуренцией двух механизмов: убеганием электронов и спонтанным испусканием электронами оптических фононов. В этом случае симметричная по  $p_z$  часть функции распределения электронов  $F(\epsilon)$  имеет форму

$$F(\epsilon) = \begin{cases} C [1 - (\delta/\beta) \ln(1 + \epsilon^2/Z^2)], & \epsilon \leq \omega_o, \\ C\beta^{-1} \exp\left\{-\left(\frac{\epsilon - \omega_o}{\epsilon_1}\right)^{1/2}\right\}, & \epsilon > \omega_o, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$\delta = \frac{E_A}{E_0}, \quad \delta = 1 + \delta \ln \left[ 1 + \left( \frac{\omega_0}{T} \right)^2 \right],$$

$C$  - нормировочная постоянная и  $E_A$  - энергия, характеризующая глубину проникновения электрона в область  $\epsilon > \omega_0$  ( $\epsilon, \ll \omega_0$ ). Как видно из формул (5), функция распределения  $F(\epsilon)$  существенно отличается от равновесной или функции распределения для  $E_0 \perp H / I$ . Следует отметить наличие излома функции  $F(\epsilon)$  в точке  $\epsilon = \omega_0$ . Для функции (5) разрыв производной в этой точке бесконечен, однако учет дисперсии оптических фононов делает этот разрыв конечным.

В случае  $E_0^2 \gg E_h^2$  плотность тока  $J_{||}$  и средняя энергия даются формулами

$$J_{||} = \frac{J_0}{1 + 4\delta}, \quad J_0 = |e| n \left( \frac{\omega_0}{2m} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{\omega_0}{3} \frac{1 + 4\delta/3}{1 + 4\delta}, \quad (7)$$

где  $n$  - концентрация электронов, причем допустимы предельные случаи: 1)  $\delta \gg 1$  и 2)  $\delta \ll 1$ . Оба случая относятся к сильному разогреву электронов, однако в первом случае имеет место практически омическое поведение тока:

$$J_{||} = \sigma_h^{\#} E_0, \quad \sigma_h^{\#} = J_0 / 4E_A, \quad (8)$$

а во втором случае ток выходит на насыщение:

$$J_{||} = J_0. \quad (9)$$

Сравнение продольной проводимости  $\sigma_0^{\#}$  в слабом поле  $E_0$  с  $\sigma_h^{\#}$  приводит к отношению

$$\frac{\sigma_0^{\#}}{\sigma_h^{\#}} = \frac{\pi^{1/2}}{4} \left( \frac{\omega_0}{T} \right)^{1/2} > 1, \quad (10)$$

которое позволяет качественно объяснить эксперимент Сладека /3/, (выполненный еще в 1960 г.), в котором для  $InSb$  в магнитном поле 27 кЭ было обнаружено суперлинейное отклонение продольной электропроводности от закона Ома в очень слабых электрических полях ( $< 0.3$  В/см).

Далее в главе рассмотрено нелинейное распространение электромагнитных волн в полупроводнике. В средах с нелинейной зависимостью электрической индукции от напряженности электрического поля хорошо известны такие явления, как автомодуляционная неустойчивость, самофокусировка, генерация высших гармоник и т.д. Указанный механизм можно назвать диэлектрическим. В проводящей среде может иметь место еще один механизм нелинейности - токовый. Это легко видеть из уравнения, описывающего распространение электромагнитных волн в плазме:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{c^2}{\epsilon_0} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{4\pi}{\epsilon_0} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}, \quad (II)$$

где  $\vec{E}$  - напряженность электрического поля,  $\vec{J}$  - плотность тока, а  $\epsilon_0$  - статическая диэлектрическая проницаемость среды. Действительно, если в системе ток  $\vec{J}$  нелинейно зависит от поля  $\vec{E}$ , то поведение электромагнитной волны оказывается нелинейным. Показано, что нелинейная зависимость тока от поля может возникнуть вследствие неаналитичности (излома) неравновесной стационарной функции распределения электронов. Этот результат справедлив для любой плазмы. Выбор полупроводника конкретизирует природу неаналитичности функции распределения: в рассматриваемом случае неаналитичность связана со спонтанным испусканием электронами оптических фононов при наличии параллельных постоянного электрического и квантующего магнитного полей, о чем говорилось выше.

Рассматривается обычное кинетическое уравнение для электронов, находящихся в постоянном  $\vec{E}_0$  и переменном  $\vec{E}$  электрических полях и взаимодействующих с рассеивателями. Показано, что в высокочастотном пределе:

$$\omega \gg k \tilde{v}, \quad v_m, \quad |e|E_0 / \tilde{p}, \quad (I2)$$

где  $k$  и  $\omega$  определяют характерные пространственно-временные масштабы системы,  $\tilde{p} \equiv m \tilde{v}$  - средний импульс электронов и  $v_m$  - максимальная из частот столкновений носителей заряда с рассеивателями, функция распределения имеет форму

$$f(\vec{p}, t) = f_0(\vec{p} - e \int_{-\infty}^t dt \vec{E}) \equiv \exp \left\{ -e \int_{-\infty}^t dt \vec{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right\} f_0(\vec{p}). \quad (I3)$$

Здесь  $f_0(\vec{p})$  - стационарная функция распределения электронов в поле  $\vec{E}_0$ , а также считается, что поле  $\vec{E}$  включается адиабати-

чески так, что при  $t = -\infty$   $\bar{E} = 0$  и  $f = f_0(\bar{p})$ . Кроме того важно отметить, что форма решения (13) предполагает вещественную аналитичность функции  $f_0(\bar{p})$ , и, следовательно, справедливость (13) нарушается в окрестности точек импульсного пространства, где производные функции  $f_0(\bar{p})$  терпят разрыв.

Если функция  $f_0(\bar{p})$  аналитична всюду, то для правой части уравнения (II) получаем известный результат:

$$\frac{4\pi}{\epsilon_0} \frac{\partial J}{\partial t} = \omega_p^2 \bar{E}, \quad (14)$$

где  $\omega_p = (4\pi e^2 n / \epsilon_0 m)^{1/2}$  — плазменная частота, т.е. уравнение (II) описывает линейное распространение высокочастотных волн в плазме. Если же функция  $f_0(\bar{p})$  неаналитична на некотором множестве точек импульсного пространства, то волновое уравнение (II) оказывается нелинейным.

Подходящей системой для реализации данного механизма нелинейного распространения электромагнитной волны является полупроводник, помещенный в параллельные электрическое и квантующее магнитное поля в условиях, когда в кинетике электронов существенную роль играет испускание электронами оптических фононов (как описано выше). В такой ситуации волновое уравнение (II) для линейно поляризованной волны  $\bar{E}(\bar{z}, t)$  ( $\bar{E} \parallel \bar{E}_0 \parallel \bar{H} \parallel 0z$ ) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} - c_m^2 \Delta \bar{E} + \omega_p^2 \bar{E} = \alpha \bar{E} \int_{-\infty}^t dt \bar{E} - \beta \bar{E} \left( \int_{-\infty}^t dt \bar{E} \right)^2, \quad (15)$$

где  $c_m^2 = c^2 / \epsilon_0$ ,  $\alpha, \beta > 0$  — величины, зависящие от параметров полупроводника, внешних полей и разности производных функции распределения слева и справа от точек, в которых производные функции распределения терпят разрыв.

Стандартный подход к решению нелинейных волновых уравнений типа (15) — это представление волны в виде быстро осциллирующей несущей и медленно меняющейся огибающей:

$$E = A \exp\{i(\omega t - kx)\} + \text{к.с.}, \quad (16)$$

где  $A$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда,  $\omega^2 = \omega_p^2 + c_m^2 k^2$ , а также считается, что быстрые изменения волны происходят только вдоль оси  $x$ . Вывод уравнения для амплитуды  $A$  осуществляется с помощью метода многомасштабных разложений, согласно

которому вводятся медленно переменные  $T_n = \epsilon^n t$  и  $\bar{R}_n = \epsilon^n \bar{r}$ , где  $\bar{r} = \{x, y, z\}$ ,  $\bar{R}_n \equiv \{X_n, Y_n, Z_n\}$  и  $\epsilon \ll 1$ . Соответствующая процедура приводит к нелинейному уравнению Шредингера для амплитуды  $A = A(X, Y, Z, \bar{R}_2, T_2, \dots)$ , где  $X = X_1 - v_g T_1$ ,  $v_g = d\omega/dk$  - групповая скорость. Окончательное уравнение для безразмерной амплитуды  $\Psi = A/E_d$ , зависящее от безразмерных переменных  $\tau = T_2 \Omega$ ,  $\xi = X/L$ ,  $\eta = Y/L_1$ ,  $\zeta = Z/L_1$ , где  $L^2 = v_g'/2\Omega$  и  $L_1^2 = v_g/2k\Omega$ , имеет вид

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \Delta_{\perp} \Psi - 2\sigma \Psi |\Psi|^2 = 0. \quad (I7)$$

Здесь  $\sigma = 1$ ,  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial \eta^2 + \partial^2/\partial \zeta^2$ ,  $E_d$  и  $\Omega$  - характерные электрическое поле и частота, зависящие от параметров системы. В одномерном случае ( $\Psi = \Psi(\xi, \tau)$ ) знаки при дисперсионном и нелинейном ( $\sigma > 0$ ) членах (I7) соответствуют устойчивости монохроматической волны относительно автомодуляции или отсутствию солитонов отбавляющей для наиболее распространенных граничных условий:  $\Psi \rightarrow 0$  при  $\xi \rightarrow \pm\infty$ , однако для  $|\Psi| \rightarrow \text{const}$  при  $\xi \rightarrow \pm\infty$  в среде могут распространяться темновые солитоны, т.е. области, из которых вытеснено электромагнитное поле.

В одномерном случае методом обратной задачи рассеяния найдены число и скорости солитонов, которые образуются в среде при задании начальных условий в форме темнового прямоугольного импульса длиной  $a$  в системе координат, движущейся с групповой скоростью монохроматической волны. В частности, для  $a \gg L$  рождается примерно  $N = 2a/\pi L$  пар солитонов, а для  $a \ll L$  имеем пару солитонов. Оценки для  $\text{InSb}$  показывают, что для темнового импульса длительностью 10 пс в случае  $\text{CO}_2$ -лазера  $N \approx 250$ , а минимальная скорость солитонов  $\sim 5 \cdot 10^5$  см/с (характерная длина  $L \sim 2 \cdot 10^{-5}$  см). Уравнение (I5) и соответствующие ему солитоны отбавляющей дают лишь один из примеров нелинейного поведения электромагнитной волны. В качестве других примеров можно назвать нелинейную дифракцию и генерацию высших гармоник.

Во второй главе рассмотрены токовые флуктуации в полупроводниках в ситуациях, когда электронный транспорт описывается квантовыми кинетическими уравнениями. Дана формулировка задачи о неравновесных флуктуациях электронов, взаимодействующих с термостатом. Впервые вычислены флуктуации тока в квантуемом электри-

ческом поле, а также в параллельных электрическом и квантующем магнитном полях. В обоих случаях найден линейный отклик и исследована шумовая температура. Интенсивность неравновесных флуктуаций может значительно превосходить интенсивность флуктуаций в равновесии.

Для систем, находящихся в термодинамическом равновесии, справедлива флуктуационно-диссипационная теорема, согласно которой задача о флуктуациях сводится к вычислению линейного отклика системы на внешнее воздействие. Для неравновесных систем такой общей теоремы нет, и в каждом конкретном случае вычисление флуктуаций требует специального рассмотрения.

Задача о флуктуациях в электронном газе формулируется как задача о нахождении флуктуаций одночастичной матрицы плотности  $\delta f_{\nu\nu'}(t) = a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'} - \langle a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'} \rangle$ , где  $a_{\nu}^{\dagger}$  - оператор рождения электрона в состоянии  $\nu$ , а матрица  $\langle a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'} \rangle$  описывает стационарное состояние электронного газа. Рассматривается уравнение для  $\delta f_{\nu} \equiv \delta f_{\nu\nu}$ , которое является достаточно общим, чтобы описать типичные ситуации как в случаях, когда применимо обычное кинетическое уравнение /4 - 6/, так и в случаях, когда необходимо пользоваться его квантовыми аналогами /7/:

$$-i\omega \delta f_{\nu}^{\omega} + L_{\nu}^{\omega}(\delta \bar{E}^{\omega}, \delta f_{\nu}^{\omega}) = -e \delta \bar{E}^{\omega} \cdot \frac{\partial f_{\nu}}{\partial p} + j_{\nu}^{\omega}, \quad (18)$$

где  $j_{\nu}(t)$  - сторонний источник флуктуаций,  $\delta \bar{E}(t)$  - флуктуирующее электрическое поле, которое при решении (18) считается заданным и в общем случае после нахождения флуктуаций тока определяется из уравнений Максвелла,  $f_{\nu} \equiv \langle a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} \rangle$ , импульс в зависимости от представления  $\nu$  может иметь одну, две или три компоненты для представлений Ландау, Кейна /8/ или Блоха соответственно. Для классической области частот  $\omega$ :

$$\hbar\omega \ll \bar{E}, \quad (19)$$

оператор  $L_{\nu}^{\omega} \equiv L_{\nu}^{\omega=0}$  отвечает стационарному кинетическому уравнению:  $L_{\nu} f_{\nu} = 0$ .

Как видно из уравнения (18), в общем случае необходимо решить систему уравнений такого типа для величин  $\langle \delta f_{\nu} \delta f_{\nu'} \rangle$  и  $\langle \delta f_{\nu} j_{\nu'} \rangle$ , так как известны не сами сторонние источники, а только их корреляторы -  $\langle j_{\nu} j_{\nu'} \rangle$ . Для низкочастотных флуктуаций

( $\hbar\omega \ll \bar{\epsilon}$ ) ситуация упрощается, если не учитывать электрон-электронные столкновения. В этом случае из уравнения (18) следует уравнение для величины  $x_{\nu\nu'}^{\omega} = \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \delta f_{\nu}(t) \delta f_{\nu'}(0) \rangle / 4$ :

$$(-i\omega + L_{\nu}) x_{\nu\nu'}^{\omega} = f_{\nu} (\delta_{\nu\nu'} - \frac{1}{N} f_{\nu'}), \quad (20)$$

где  $N$  - число частиц. В этой главе для вычисления корреляторов флуктуаций плотности тока  $\langle \delta J_i \delta J_k \rangle$  используется как уравнение (18), так и уравнение (20). Кроме того решаются задачи о линейном отклике на переменное электрическое поле, т.е. вычисляется тензор проводимости  $\sigma_{ik}^{\omega}$ , и исследуется отношение

$$\theta = \pi \frac{\langle \delta J_i^2 \rangle_{\omega}}{\text{Re} \sigma_{ii}^{\omega}}, \quad (21)$$

называемое шумовой температурой. Шумовая температура является основной экспериментально измеряемой величиной. В термодинамическом равновесии

$$\theta = \frac{\hbar\omega}{2} \text{cth} \frac{\hbar\omega}{2T}, \quad (22)$$

где  $T$  - температура термостата. Соотношение (22) называют флуктуационно-диссипационной теоремой.

В этой главе решены задачи о флуктуациях и линейном отклике для электронов в квантующем электрическом поле, т.е. в ситуации, когда электроны под действием сильного постоянного электрического поля между актами столкновений совершают периодическое движение в зоне Бриллюэна: квантование Кейна /8/. Общая теория кинетических явлений в квантующем электрическом поле построена в работе /9/. В однозонном приближении, когда можно пренебречь межзонным туннелированием электронов, энергетический спектр блоховских электронов в электрическом поле имеет вид /8/

$$\epsilon_{\nu} = \hbar \Omega_{\epsilon} n + \epsilon(\bar{k}_1), \quad \epsilon(\bar{k}_1) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\pi/\alpha}^{\pi/\alpha} dk_x \epsilon(k), \quad (23)$$

где  $\nu = \{n, \bar{k}_1\}$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\Omega_{\epsilon} = eE\alpha/\hbar$  - частота колебаний электрона в электрическом поле  $\vec{E} = \{E, 0, 0\}$ ,  $\bar{k}_1 = \{k_y, k_z\}$ ,  $\alpha$  - наименьшая постоянная решетки в направлении  $\vec{E}$ ,  $\epsilon(k)$  - энергия блоховского электрона. Считается, что электроны взаимодействуют с фононами и квантование существенно:

$$\Omega_E \gg \bar{V}_{ep}, \quad (24)$$

где  $\bar{V}_{ep}$  - характеристическая частота электрон-фононных столкновений. По описанной выше схеме вычисляются корреляторы флуктуаций поперечного относительно  $\vec{E}$  тока и поперечная проводимость. В конкретных ситуациях рассматривается шумовая температура  $\theta$ .

В пределе квантовых полей, когда электроны рассеиваются только внутри одной квантовой подзоны, выполняется флуктуационно-диссипационная теорема (22). Другой важный случай - равномерное распределение электронов по зоне Бриллюэна /9/. В такой ситуации поперечная проводимость и плазменная частота стремятся к нулю, а шумовая температура - к бесконечности, т.е. флуктуации в системе аномально велики. Все величины неявным образом зависят от соотношения между шириной разрешенной зоны  $\Delta E$  и  $\hbar \Omega_E$ , а также соотношения между  $\Delta E_x$  и  $\Delta E_{\perp}$  ( $\Delta E_x$  - ширина зоны вдоль поля,  $\Delta E_{\perp}$  - поперек). Для асимметричной зоны:  $\Delta E_x \ll \Delta E_{\perp}$ , электроны описываются эффективной температурой  $T^*$  /9/:

$$T^* = \frac{(\Delta E_x)^2}{\omega_0} \operatorname{cth} \frac{\omega_0}{2T}, \quad (\Delta E_x)^2 = \frac{q}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_x \varepsilon^2(k_x), \quad (25)$$

где  $\omega_0$  - энергия оптических фононов ( $\omega_0 \ll \Delta E_x$ ),  $\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon(k_x) + \varepsilon(\vec{k}_{\perp})$ . Для низкочастотных флуктуаций (см. (19))

$$\theta = T^*, \quad (26)$$

а значит и в этом случае флуктуации в системе значительны.

В главе рассматривается еще один пример квантовой системы - электронный газ в квантующем магнитном поле  $\vec{H} = \{0, 0, H\}$ . Вычисляются флуктуации плотности тока вдоль  $\vec{H}$  - коррелятор  $\langle \delta J_{\parallel}^2 \rangle_{\omega}$  - и соответствующий линейный отклик -  $\sigma_{\parallel}^{\omega}$ , что, как и в предыдущем случае, позволяет рассмотреть шумовую температуру  $\theta$ . Эти задачи решаются вблизи стационарного состояния, описанного в первой главе, для  $\vec{E} \parallel \vec{H}$ . В слабом поле  $E_0$  ( $E_0^2 \ll E_h^2$ ) выполняется флуктуационно-диссипационная теорема (22), а в случае сильного поля ( $E_0^2 \gg E_h^2$ ) для низких частот (см. (19)) имеем

$$\langle \delta J_{\parallel}^2 \rangle_{\omega} = \frac{\omega_0}{\pi} \propto \frac{J_{\parallel}}{E_0}, \quad (27)$$

$$\sigma_{\parallel}^{\omega} = \frac{J_{\parallel}}{E_0} \frac{4\delta}{1+4\delta} \quad (28)$$

Здесь используются обозначения первой главы,

$$\chi = \frac{2(1+\delta+2\delta^2)}{(1+4\delta)^2}, \quad \delta = \frac{E_A}{E_0}.$$

Заметим, что в данной области частот  $\sigma_{\parallel}^{\omega}$  есть просто дифференциальная проводимость  $\sigma_d = dJ_{\parallel}/dE_0$ .

В омическом режиме ( $\delta \gg 1$ )

$$\theta = \frac{\omega_0}{4}, \quad (29)$$

а в режиме насыщения тока ( $\delta \ll 1$ )

$$\theta = \frac{\omega_0}{2\delta}. \quad (30)$$

Качественно результат (29) можно пояснить, если ввести электронную температуру  $T_e = \alpha \bar{E}$  такую, что в равновесии  $T_e = T$ :  $\alpha = 2/3$ , если  $\bar{H} = 0$  и  $\alpha = 2$ , если поле  $\bar{H}$  - квантующее. Так как в равновесии  $\theta = T$ , то можно предположить, что в неравновесном случае  $\theta = T_e$ . В омическом режиме это соотношение приближенно выполняется:  $\theta \approx T_e = 2\omega_0/9$ . Однако в режиме насыщения  $\theta \gg T_e = 2\omega_0/3$ . Последний результат означает, что интенсивность флуктуаций значительно превосходит ту, которую можно было бы ожидать согласно оценке  $\theta = T_e$ . Важно также отметить, что коррелятор флуктуаций тока (27) в режиме насыщения убывает с ростом электрического поля, а рост шумовой температуры (30) связан с тем, что дифференциальная проводимость убывает быстрее, чем коррелятор. Таким образом, обнаруживаем пример того, как нарушается справедливость соображений, основанных на аналогии с равновесной системой. Это следует иметь в виду, когда по измерениям шумовой температуры делаются оценки температуры электронов.

Третья глава посвящена изучению явлений, связанных с разогревом электронной и спиновой подсистем ферромагнитного полупроводника под воздействием постоянного электрического поля. Ферромагнитный полупроводник рассматривается как электрон-магн-фононная система, описываемая кинетическим уравнением для электронов и уравнениями баланса энергии и импульса для магновнов (фоно-

ны играют роль термостата). Найдена новая функция распределения электронов. Показано, что дрейф магнов может приводить к радикальному изменению распределения электронов в сильном электрическом поле. Исследовано стационарное состояние электрон-магнетонной системы, а также нестационарное пространственно неоднородное поведение спиновой системы вблизи стационарного состояния в электрическом поле. В частности, предсказано усиление волны (звукового типа) магнетонной температуры или намагниченности.

Гамильтониан рассматриваемой системы складывается из гамильтонианов свободных электронов, магнов и фононов, а также гамильтонианов электрон-магнетонного, электрон-фононного, магнетон-магнетонного и магнетон-примесного взаимодействий. Электрон-магнетонное взаимодействие представляет собой электрон-двухмагнетонное взаимодействие, перенормированное одномагнетонными процессами во втором порядке теории возмущений /IO/. Магнетон-фононное взаимодействие в борновском приближении дает экспоненциально малый вклад в процесс магнетон-фононной релаксации, поэтому данный процесс описывается магнетон-фононным взаимодействием с участием четырех магнов и одного фонона /II/.

Кинетические уравнения для электронной  $f_p(\vec{r}, t)$  и магнетонной  $N_{\vec{q}}(\vec{r}, t)$  функций распределения имеют обычную форму с интегралами столкновений, соответствующими перечисленным выше взаимодействиям. Система уравнений для  $f_p$  и  $N_{\vec{q}}$  решается в предположении, что распределение магнов имеет квазиравновесный вид:

$$N_{\vec{q}} = \left[ \exp \left\{ \frac{\omega_{\vec{q}} - \vec{u} \cdot \vec{q}}{T_m} \right\} - 1 \right]^{-1}, \quad (31)$$

а магнетонная температура  $T_m$  и дрейфовая скорость газа магнов  $\vec{u}$  определяются из уравнений баланса энергии и импульса ( $\omega_{\vec{q}}$  — энергия магтона). При этом  $T_m$  и  $\vec{u}$  входят в кинетическое уравнение для  $f_p$  как параметры. Вид функции (31) предполагает в магнетонной подсистеме наиболее существенными обменные четырехмагнетонные столкновения, которые обеспечивают бозевский вид  $N_{\vec{q}}$ , и трехмагнетонные столкновения, которые обуславливают достаточно быстрое стремление к нулю химпотенциала магнов /II/.

Рассматриваются широкозонные ферромагнитные полупроводники с энергиями электронов в спиновых подзонах  $\epsilon_{p\pm} = \epsilon_p \pm AS/2$ , где  $S$  — спин магнитного иона,  $A$  — константа  $sd$ -обменного

взаимодействия, причем расстояние между подзонами  $AS$  значительно превосходит температуру Кюри  $T_c$  ( $AS \sim 0.5$  эВ,  $T_c = 60 + 140$  К). Электроны считаются невырожденными, а их изосэнергетические поверхности - сферическими:  $\epsilon_F = \bar{p}^2/2m$ . Приложенное постоянное электрическое поле  $\bar{E}_0$  не слишком велико, так что средняя энергия электронов  $\bar{\epsilon} \ll AS$ . Это условие позволяет ограничиться одной спиновой подзоной. Энергия магнона равна

$$\omega_{\vec{q}} = 2\mu_B H_0 + \theta_c \left[ z - \sum_{\vec{\delta}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{\delta} / \hbar} \right], \quad (32)$$

где  $\theta_c = S J_s$ ,  $J_s$  - обменный интеграл,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $H_0$  - магнитное поле ( $H_0 \parallel \bar{E}_0$  и  $2\mu_B H_0 \ll z\theta_c$ ),  $z$  - число ближайших соседей (далее  $z = 6$ ),  $\vec{\delta}$  - вектор, направленный из данного узла к ближайшему соседу. Электроны и магноны взаимодействуют с акустическими фононами с энергией  $\nu_{\vec{k}} = u_l k$ , где  $u_l$  - скорость звука. Фононы считаются равновесными и их температура  $T$  такова, что для них выполняется закон равнораспределения. Дрейфовая скорость магнонов не очень велика, и  $N_{\vec{q}} \approx N_{\vec{q}}^0 - \bar{u} \cdot \vec{q} \partial N_{\vec{q}}^0 / \partial \omega_{\vec{q}}$ , где  $N_{\vec{q}}^0 = N_{\vec{q}}(\bar{u} = 0)$ .

Характерные пространственно-временные масштабы электронной подсистемы значительно меньше соответствующих масштабов магнонной подсистемы, поэтому можно считать, что параметры электронной подсистемы не зависят от времени и координат явно, и рассматривать стационарное кинетическое уравнение для электронной функции распределения  $f_{\vec{p}}$ , зависящей от  $T_M = T_M(\vec{r}, t)$  и  $\bar{u} = \bar{u}(\vec{r}, t)$ . Функция  $f_{\vec{p}}$  представляется, как обычно /4/, в виде разложения на четную  $f_0$  и нечетную  $f_a$  по  $\vec{p}$  части:  $f_{\vec{p}} = f_0(\epsilon_F) + f_a(\vec{p})$ . В результате найдено, что

$$f_a(\vec{p}) = - \frac{e\bar{E}_0}{\tau^{-1}} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} + \frac{\bar{u} \cdot \vec{p}}{T_M(1+\delta^{-1})} f_0, \quad (33)$$

$$\tau^{-1} = \tau_{ep}^{-1} + \tau_{em}^{-1}, \quad \delta = \tau_{ep} / \tau_{em},$$

$$f_0(\epsilon) = C_{\bar{u}} (\epsilon + \mu_E T)^{\mu_E} \exp \left\{ - \frac{\epsilon - \bar{\epsilon}}{T} \right\}, \quad (34)$$

$$\bar{\epsilon} = 2\mu_{\bar{u}} T \left[ \left( \frac{\epsilon}{T} \right)^{1/2} - \mu_E^{1/2} \operatorname{arctg} \left( \frac{\epsilon}{\mu_E T} \right)^{1/2} \right].$$

Здесь второе слагаемое в (33) описывает увлечение электронов

магнонами,  $\tau_{ep}$  и  $\tau_{em}$  - времена релаксации электронов по импульсу на фононах и магнонах соответственно,  $C_E$  - нормировочный множитель,

$$M_E = \frac{F_{ep}^2}{1+\delta}, \quad M_{\bar{u}} = \frac{2e\bar{E}\cdot\bar{u}}{3T_M(1+\delta^{-1})} \tau_{ep}^0, \quad (35)$$

где  $\bar{F}_{ep} = E_0/E_{ep}$ ,  $\tau_{ep}^0$  - время электрон-фононной релаксации по энергии, а  $E_{ep}$  - характерное электрическое поле /4/. Оценки для полупроводника типа EMO показывают, что релаксация электронов по импульсу происходит в основном на магнонах, а по энергии - на фононах, что учтено в (35).

Если  $\bar{u} = 0$  ( $\bar{E} = 0$ ), то функция (34) имеет давидовскую форму /4/. Дрейф магнонов способен существенно изменить энергетическое распределение электронов, так как функция (34) имеет максимум в точке  $\varepsilon = \varepsilon_m = M_{\bar{u}}^2 T$ . Чтобы этот максимум давал главный вклад в кинетику электронов, необходимо выполнение неравенства  $M_{\bar{u}}^4 / 4(M_E + M_{\bar{u}}^2) \gg 1$ , что отвечает сильным электрическим полям.

Далее рассматриваются два случая, которые соответствуют низким:  $T_M \ll Z\theta_c$ , и высоким:  $T_M > Z\theta_c$ , магнонным температурам. В первом случае считается, что  $N_{\bar{q}}^0$  - распределение Планка с энергией магнона  $\omega_{\bar{q}} = \bar{q}^2 / 2m_s$ , где  $m_s = \hbar^2 / 2\theta_c a^2$ ,  $a$  - постоянная решетки, а во втором -  $N_{\bar{q}}^0 = T_M / \omega_{\bar{q}}$ , где  $\omega_{\bar{q}}$  дана формулой (32). Эти случаи, а также некоторые величины обозначаются, соответственно, буквами L и H. В частности,  $\delta^L \propto T_M^{3/2}$  и  $\delta^H \propto T_M^2$ . В этих случаях реализуются различные режимы разогрева электронов, которые отмечаются индексом  $j = 1, 2, 3$ :

$$1) \quad M_E \ll 1, \quad M_{\bar{u}} \ll 1, \quad (36)$$

$$2) \quad M_E \gg 1, \quad M_{\bar{u}} / M_E^{1/4} \ll 1, \quad (37)$$

$$3) \quad M_{\bar{u}}^4 / 4(M_E + M_{\bar{u}}^2) \gg 1. \quad (38)$$

Неравенства (36) и (37) выделяют области слабого и сильного разогрева электронов, а (38) - область сильного увлечения электронов магнонами. Случаи  $L_j$  и  $H_j$  позволяют провести все необходимые аналитические вычисления.

Для полного описания неравновесной электрон-магнонной системы необходимо найти магнонную температуру,  $T_M$ , и дрейфовую скорость  $\bar{u}$ , что определит наблюдаемые зависимости соответст-

вующих величин от электрического поля  $E_0$ , температуры  $T$  и параметров полупроводника. Уравнения для  $T_m$  и  $\bar{u}$  - это уравнения баланса энергии и импульса для магнной подсистемы:

$$\sum_{\vec{q}} \omega_{\vec{q}} \hat{\Delta} N_{\vec{q}} = Q, \quad \sum_{\vec{q}} \bar{q} \hat{\Delta} N_{\vec{q}} = \bar{P}, \quad (39)$$

где  $\hat{\Delta} = \partial/\partial t + \bar{\omega}_{\vec{q}} \cdot \nabla$ ,  $\bar{\omega}_{\vec{q}} = \partial \omega_{\vec{q}} / \partial \vec{q}$ ,  $Q$  и  $\bar{P}$  - скорости обмена энергией и импульсом в системе. Энергией магнны обмениваются с электронами и фононами, а обмен импульсом происходит в основном за счёт магнон-электронных и магнон-магнонных (с участием процессов переброса) столкновений.

Следующий шаг в описании электрон-магнной системы - исследование ее стационарного состояния. Из стационарного уравнения баланса импульса:  $\bar{P} = 0$ , следует, что дрейфовая скорость магнного газа ( $\bar{u}_s$  (стационарные значения  $\bar{u}$ ,  $T_m$  и  $\delta$  обозначаются индексом  $s$ ) равна

$$\bar{u}_s = \frac{en\alpha^3 \tau_{mm}^u h(\theta_{s,m})}{m_s \theta_{s,m}^3 (1 + \delta_s^{-1})} E_0. \quad (40)$$

Здесь  $n$  - концентрация электронов,  $\tau_{mm}^u$  - время релаксации импульса за счёт магнон-магнонных процессов переброса,  $\theta_m = T_m/T$ . В случае  $L$

$$h(\theta_m) = \exp\left\{-\gamma_L \frac{\theta_c}{T} \left(1 - \frac{1}{\theta_m}\right)\right\}, \quad (41)$$

$$\tau_{mm}^u = \frac{1}{2\alpha_L} \frac{\hbar}{T} \left(\frac{\theta_c}{T}\right)^2 \exp\left\{\gamma_L \frac{\theta_c}{T}\right\},$$

где  $\gamma_L$  и  $\alpha_L$  - числа  $|I_2|$ . Таким образом, имеет место эффект увлечения магнов электронами.

Из стационарного уравнения баланса энергии:  $Q = 0$ , в случаях  $L_j$  и  $H_j$  найдена магнная температура  $T_{sm}$  и вычислена плотность тока  $\bar{J}$ . Ток складывается из обычного тока  $\bar{J}_0$ , обусловленного дрейфом носителей в поле  $E_0$ , и тока  $\bar{J}_u$ , связанного с увлечением электронов магнами (см. (33)):  $\bar{J} = \bar{J}_0 + \bar{J}_u$ . Зависимости плотности тока  $\bar{J}$  от  $n$  и  $E_0$  в случае  $L$  для  $j = 2$  и  $3$  имеют вид

$$2a) \quad J_0 \propto n E_0^{1/2}, \quad J_u \propto n^{11/12} E_0^{15/8},$$



$$2b) \quad J_0 \propto n^{8/11} E_0^{1/11}, \quad J_{\bar{a}} \propto n^{31/77} E_0^{35/77}, \quad (42)$$

$$3) \quad J_0 \propto n^{23/38} E_0^{-16/19}, \quad J_{\bar{a}} \propto n^{18/19} E_0^{23/19},$$

где формулы 2а и 2б отличаются степенью разогрева магненов: 2а)  $\theta_{SM} - 1 \sim 1$  и 2б)  $\theta_{SM} \gg 1$ . Как видно из формул (42), в зависимости от параметров системы вольтамперная характеристика может быть как сублинейной или  $N$ -образной, так и суперлинейной. В случае  $H$  ток увлечения  $J_{\bar{a}}$  мал и для сильного разогрева электронов и магненов имеем

$$J \approx J_0 \propto n^{10/9} E_0^{2/3}. \quad (43)$$

Таким образом, стационарные состояния электрон-магн-бонной системы в электрическом поле характеризуются взаимным увлечением и разогревом электронов и магненов. Показано, что форма вольтамперных характеристик и разогрев магненов (уменьшение намагниченности) существенно зависят от температуры, концентрации электронов и других параметров системы. Подобные явления наблюдались экспериментально /13/.

Стационарное (или равновесное) состояние в спиновой подсистеме устанавливается за счет ее взаимодействия с фононами довольно медленно (за время  $\sim 10^{-3} + 10^{-6}$  с /13/), поэтому далее последуют нестационарные явления в ферромагнитных полупроводниках.

Рассмотрена пространственно однородная релаксация магненов к равновесию после выключения поля  $\bar{E}_0$ . Этот процесс протекает за время порядка времени магн-бонной релаксации по энергии  $\tau_{mp}^0$ . Показано, что разогрев магненов затягивает процесс релаксации магненов к равновесию, а время установления стационарного состояния в электрическом поле уменьшается с ростом поля, что соответствует экспериментальному поведению намагниченности /13/.

Вблизи равновесия:  $\theta_M \equiv 1 + \vartheta$  и  $|\vartheta| \ll 1$ , рассмотрены пространственно неоднородные состояния газа магненов. Из линеаризованных по  $\vartheta$  и  $\bar{a}$  уравнений баланса (39) найден спектр гидродинамических  $\bar{a}$ - и  $\vartheta$ -мод. Показано, что в системе могут распространяться волны магнитной температуры и продольные волны дрейфовой скорости (поперечные моды являются чисто затухающими) с частотами

$$\omega_d = \pm k V_d (1 - k_d^2 / k^2)^{1/2} \quad (44)$$

и затуханием  $\gamma_{\pm}$ . Здесь  $k$  - волновое число,  $d = L, H$  (для краткости в ряде величин, как и прежде, этот индекс опущен),  $k_d^2 = \gamma_{\pm}^2 / V_d^2$ ,  $\gamma_{\pm} = \frac{1}{2}(\gamma^F \pm \gamma^0)$ ,  $\gamma^F \sim 1/\tau_{mm}^u$ ,  $\gamma^0 \sim 1/\tau_{mp}^0$ ,  $V_H \approx 0.55 c_m$ ,  $c_m = \hbar / a m_s$ .

$$V_L = \left( \frac{55(5/2)}{35(3/2)} \frac{T}{m_s} \right)^{1/2} \approx 0.925 \left( \frac{T}{m_s} \right)^{1/2}.$$

Как видно из формулы (44), для  $k^2 \gg k_d^2$   $\bar{u}$ - и  $\bar{v}$ -моды - это волны звукового типа, распространяющиеся со скоростью  $V_d$  ( $\sim 10^5$  см/с). Эти волны названы магنونным звуком. Можно ожидать, что при низких температурах декремент  $\gamma_{\pm}$  не очень велик ( $\approx 10^5$  с<sup>-1</sup>), и наблюдение магنونного звука вполне реально. Обратим внимание на то, что спектр (44) отличается пороговым характером по  $k$  от звукового спектра, полученного для температурных волн в ферродиелектриках /14, 12/ (звуковой спектр отвечает сохранению энергии и квазиимпульса в магنونной подсистеме, т.е.  $\gamma_{\pm} \equiv 0$  и  $\omega_d = k V_d$ ).

Колебания магنونной температуры определяют колебания намагниченности, так что магنونный звук - это фактически волны намагниченности, которые в свою очередь могут индуцировать переменное магнитное поле. Это означает, что экспериментально можно наблюдать как распространение магнитных возмущений в ферромагнитном полупроводнике, так и излучение электромагнитных волн.

В заключение главы исследуется влияние электрического поля  $\bar{E}_0$  на распространение магنونного звука. Рассматривается случай  $L$  (низких магنونных температур) как наиболее благоприятный для наблюдения магنونного звука. Считается, что  $\theta_m \equiv \theta_{sm} + \vartheta$  и  $\bar{u} = \bar{u}_s + \bar{v}$ , где  $\vartheta$  и  $\bar{v}$  являются функциями координат и времени,  $|\vartheta| \ll \theta_{sm}$  и  $\bar{v} \ll u_s$ . Это позволяет линеаризовать уравнения баланса (39) по  $\vartheta$  и  $\bar{v}$  вблизи стационарного состояния, описываемого величинами  $\theta_{sm}$  и  $\bar{u}_s$ , при этом считается, что  $\vartheta$  - и  $\bar{v}$ -моды распространяются вдоль  $\bar{E}_0$  и  $\bar{v} \parallel \bar{E}_0$  (поперечные  $\bar{v}$ -моды являются затухающими).

Показано, что декременты  $\bar{v}$ - и  $\vartheta$ -мод зависят от  $k$ , причем  $\vartheta$ -мода может быть как затухающей, так и нарастающей.

Последнее имеет место, если

$$k^2 > k_t^2 \equiv \frac{\gamma_U^U \gamma_{\text{мер}}^D}{u_{st}^2 - \tilde{V}_L^2}, \quad (45)$$

где  $\gamma_U^U$  и  $\gamma_{\text{мер}}^D$  - коэффициенты в линеаризованных уравнениях баланса энергии и импульса (39), соответственно, при  $U$  и  $D$ ,  $\tilde{V}_L = (\theta_{sm} V_L^2 + \frac{1}{3} u_s^2)^{1/2}$ ,  $u_{st} = (\Gamma/2 \gamma_{\pm}) u_s$ ,  $\gamma_{\pm} = \frac{1}{2} (\gamma_U^U \pm \gamma_{\text{мер}}^D)$ ,  $\Gamma = \frac{2}{3} \gamma_U^U (\gamma_L \theta_c / T_{sm} - 5/2) + \frac{1}{3} \gamma_{\text{мер}}^D$ . Так как пороговое волновое число  $k_t^2$  должно быть действительным ( $k_t^2 \geq 0$ ), то необходимым условием существования нарастающих мод магнного звука является неравенство

$$u_s > V_t \equiv \frac{2\gamma_{\pm}}{\Gamma} \tilde{V}_L \approx \frac{3}{2\gamma_L} \frac{T_{sm}}{\theta_c} V_L. \quad (46)$$

Таким образом, в ферромагнитном полупроводнике возможно усиление  $D$ -мод магнного звука с длинами волн, определяемыми неравенством (45), если дрейфовая скорость газа магненов превышает пороговую скорость  $V_t \sim V_L$ . С магнным звуком (волнами намагниченности) связаны колебания магнитного поля. Усиление магнного звука приведет к усилению электромагнитных волн. Возможно, что с этим эффектом связано СВЧ излучение из ферромагнитного полупроводника ( $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ ), наблюдавшееся в /15/.

Частоты  $\omega_{U,D}$   $\bar{U}$ - и  $D$ -мод определены для всех  $k$  (в отличие от случая  $E_0 = 0$ ). Для  $k^2 \ll k_c^2$  и  $k^2 \gg k_c^2$ , где  $k_c^2 = \gamma_{\pm}^2 / \tilde{V}_L^2$ ,  $\omega_{U,D} \propto k$ . Зависимости  $\omega_{U,D}$  от  $k$  отличаются наклоном (скоростью мод): для  $u_s < \tilde{V}_L$  скорости  $\bar{U}$ -и  $D$ -мод меньше для  $k^2 \ll k_c^2$ , чем для  $k^2 \gg k_c^2$ , а для  $u_s > \tilde{V}_L$  - наоборот. Для  $u_s = \tilde{V}_L$  частоты  $\omega_{U,D}$  линейно зависят от  $k$  для всех  $k$ .

Обратим внимание на отличие усиления магнного звука от усиления спиновых волн, предсказанного Ахизером, Барьяхтаром и Пелетминским /12/ (см. также /16/). Во втором случае рассматривается черенковская генерация магненов электронами при условии, что проекция дрейфовой скорости электронов на импульс магненов равна либо больше фазовой скорости магненов. В первом случае неустойчивость возникает в газе магненов, движущемся со "сверхзвуковой" скоростью:  $u_s > V_t \sim V_L$ . Роль электронов сводится к увлечению газа магненов.

Четвертая глава посвящена нелинейным явлениям, в которых главную роль играют протяженные объекты (солитоны, вихри, дис-

клинации, струны). Рассмотрена динамика систем, описываемых параметром порядка, принимающими значения на сфере. Выведены новые нелинейные уравнения и найдены их солитонные решения (топологические и нетопологические). Описано рождение и распространение солитонов в А- и В-фазах сверхтекучего  $He^3$ . В  $He^3$ -А изучено образование связанных состояний квазичастиц в поле орбитального солитона. Показано, что спектр квазичастиц с нулевой энергией асимметричен, что является следствием скрытой суперсимметрии основного состояния А-фазы  $He^3$ . Предложена калибровочная модель спинового стекла. Показано, что наличие сингулярностей (дисклинаций) в поле параметра порядка приводит к появлению дополнительных степеней свободы, описываемых калибровочными полями. Построена теория смектика С. В С-фазе смектика рассмотрены кинки, вихри, монополи и периодические структуры, индуцируемые при растяжении образца смектика. Предсказано новое состояние смектика - сосуществование А- и С-фаз. Описана диссипативная динамика струн, соединяющих пары точечных сингулярностей (буждумов) в тонких слоях нематика. Формула для скорости буждумов хорошо объясняет эксперимент.

Уравнения движения для параметра порядка, описывающие статические и динамические свойства конденсированных систем таких, как магнетики, жидкие кристаллы и сверхтекучие жидкости, обладают пространственно неоднородными решениями, которые обычно называют протяженными объектами. Примерами протяженных объектов служат вихри, солитоны, инстантоны, дисклинации и т.д. /17, 18/. Для широкого класса систем возможность существования протяженных объектов связана с тем, что на разных расстояниях топология пространства параметра порядка (области значений параметра порядка) может быть различной. Это имеет место, когда в системе существуют взаимодействия, нарушающие вырождение основного состояния и определяющие размер протяженных объектов, которые в этом случае называются топологическими. Протяженные объекты иного типа: нетопологические, получаются в случае, когда в разложении свободной энергии учитываются высшие градиентные члены, нарушающие масштабную инвариантность и фиксирующие размеры протяженных объектов.

Топологические и нетопологические планарные солитоны рассмотрены в системах, описываемых параметром порядка  $V_\alpha$ , который является единичным вектором:  $V_\alpha^2 = 1$ , где  $\alpha = 1, 2, 3$  - "изо-

топический" индекс. Считается, что лагранжиан системы инвариантен относительно независимых вращений координатного и "изотопического" пространств. Потенциальная (или свободная) энергия состоит из градиентной энергии  $F_{grad}$  и энергии  $F_{SB}$ , нарушающей изотопическую симметрию. Энергия  $F_{grad}$  складывается из энергий второго и четвертого порядка по градиентам:  $F_{grad} = F_{grad}^{(2)} + F_{grad}^{(4)}$ , где

$$F_{grad}^{(2)} = \frac{K}{2} \int d\bar{z} (\partial_i V_\alpha)^2 \quad (47)$$

( $K$  - константа), а энергия  $F_{grad}^{(4)}$  состоит из следующих инвариантов

$$(\partial_i V_\alpha)^4, \quad (\partial_i^2 V_\alpha)^2, \quad (\partial_i V_\alpha \partial_k V_\alpha)^2, \quad (48)$$

где  $i, k = 1, 2, 3$ . Энергия (47) соответствует  $O_3 \sigma$ -модели, а для  $\alpha = 1, 2, 3, 4$  представляет модель Скирма для барциона.

Энергия  $F_{SB}$  имеет вид

$$F_{SB} = - \frac{D}{2} \int d\bar{z} (\bar{V} \cdot \bar{l})^2, \quad (49)$$

где  $D > 0$  - константа, а  $\bar{l}$  - фиксированный единичный вектор (например, магнитное поле).

Рассматриваются планарные конфигурации поля  $\bar{V}$ , зависящие от одной пространственной переменной (направление изменения поля  $\bar{V}$  находится либо в плоскости  $\bar{V}$ , либо перпендикулярно этой плоскости). Примерами таких конфигураций являются доменные стенки в магнетиках, нематиках и сверхтекучих фазах  $He^3$ . Выбор  $\bar{V} = \{0, \sin \beta(y), \cos \beta(y)\}$  приводит к следующему уравнению движения для угла  $\beta(t, y)$ :

$$c^2 \beta_{tt} = \beta_{yy} (1 + a \beta_y^2) + b \beta_{yyy} - \tilde{l}^{-2} \sin \beta \cos \beta, \quad (50)$$

где  $a, b \equiv \tilde{l}^2$ ,  $c$  и  $\tilde{l}$  - параметры модели:  $c$  - скорость голдстоуновских мод,  $\tilde{l} = (K/D)^{1/2}$  и  $l = |b|^{1/2}$  - длины, связанные, соответственно, с нарушением изотопической симметрии и масштабной инвариантности.

Уравнение (50) является новым, оно обладает солитонными решениями, сочетающими в себе свойства топологических и нетопологических солитонов. В ряде предельных случаев (50) переходит в известные солитонные уравнения, например, в уравнение синус-Гордона и модифицированное уравнение Кортевега - де Вриза. Исследу-

ается стабильность и распространение найденных солитонных решений (50). На языке обратной задачи рассеяния описана экспериментальная ситуация, связанная с рождением и распространением солитонов для уравнения синус-Гордона при выключении магнитного поля. Рассмотрены спиновые нетопологические солитоны в А-фазе сверхтекучего  $\text{He}^3$ , а также топологические солитоны в В-фазе  $\text{He}^3$ . Дано объяснение экспериментов, в которых наблюдалось распространение медленных магнитных возмущений в  $\text{He}^3$ -В.

Далее вычислен спектр ферми-возбуждений в А-фазе  $\text{He}^3$  при наличии солитона в поле орбитальной части параметра порядка - единичного вектора  $\vec{l}$ , представляющего собой ось квантования орбитального момента куперовских пар. Спектр квазичастиц в  $\text{He}^3$ -А (в отличие от  $\text{He}^3$ -В и обычных сверхпроводников) обладает анизотропной щелью:

$$E_F = \left[ \left( \frac{\vec{p}^2}{2m} - \epsilon_F \right)^2 + \Delta_A^2 (\vec{l} \times \vec{p})^2 / \vec{p}^2 \right]^{1/2}, \quad (51)$$

где  $\epsilon_F$  - энергия Ферми,  $m$  - масса атома  $\text{He}^3$ ,  $\Delta_A$  - параметр щели. Как видно из формулы (51), зависимость  $\vec{l}$  от координат должна привести к модификации спектра квазичастиц. Хо, Фулко, Шриффер и Вильчек /19/ показали, что наличие доменной стенки в поле вектора  $\vec{l}$  приводит к появлению связанных состояний квазичастиц, в спектре которых отсутствует инверсионная симметрия. В данной главе спектр ферми-возбуждений исследуется на языке суперсимметричной квантовой механики /20/. Обнаружено, что связанные состояния в  $\text{He}^3$ -А, соответствующие суперсимметричному минимуму потенциала, образованного текстурой вектора  $\vec{l}$ , обладают "зеркальным вырождением": в основном состоянии находятся частицы со спином "вправо" и "влево", спектр которых не обладает зеркальной симметрией.

В следующем разделе главы построена калибровочная модель неупорядоченных магнетиков типа спинового стекла /20, 21/. Основное свойство таких магнетиков состоит в том, что вращательная симметрия гайзенберговского гамильтониана полностью нарушена в основном состоянии магнетика, и поворот всех спинов системы вокруг любой оси приводит к другим равновесным состояниям, вырожденным по энергии. Системы со спонтанно нарушенной непрерывной симметрией описывают на языке параметра порядка и пространства параметра порядка - области значений параметра порядка, которым

отличают различные равновесные состояния системы. Для рассматриваемых магнетиков параметром порядка служит матрица трехмерных вращений  $R_k(\vec{r}, t)$  ( $\hat{R} \in SO_3$ ). В поле параметра порядка систем со спонтанно нарушенной симметрией могут существовать точечные или линейные сингулярности (ежи, вихри, дисклинации). В некоторых системах такие сингулярности можно создать (вихри во вращающемся гелии), а в других — наличие сингулярностей является характерным свойством систем (дисклинации в нематиках). В поле  $R_{ik}$  могут существовать два типа линейных особенностей (как и в поле нематического директора /17/). Предполагается, что для магнетиков типа спинового стекла характерно наличие дисклинаций в поле параметра порядка. В этом случае описание неупорядоченных магнетиков, данное в /21, 22/, требует изменений, учитывающих то, что параметр порядка оказывается неоднозначной функцией координат. Показано, что наличие сингулярностей в поле параметра порядка приводит к появлению дополнительных степеней свободы, описываемых коэффициентами формы связности (калибровочными полями) соответствующего расслоенного пространства. Калибровочные поля определяют ковариантную производную, которая, в свою очередь, определяет взаимодействие между калибровочными полями и полем параметра порядка. Построение лагранжиана осуществляется заменой в исходном лагранжиане магнетика в отсутствие сингулярностей обычных производных ковариантными, а также добавлением к полученному лагранжиану лагранжиана калибровочных полей. Считается, что новый лагранжиан должен обладать глобальной вращательной симметрией исходного лагранжиана. Учитывается также диполь-дипольное взаимодействие /22/, имеющее форму потенциала Хиггса. Найден спектр гидродинамических мод системы.

В полевых моделях типа Янга-Миллса-Хиггса механизм спонтанного нарушения симметрии и требование локальной калибровочной инвариантности позволяют устранить из теории безмассовые голдстоуновские бозоны и придать массу мезонам Янга-Миллса, не нарушив локальную инвариантность. При построении модели неупорядоченного магнетика такие цели не преследуются. Калибровочные поля вводятся для описания дисклинаций в поле параметра порядка. Можно сказать, что дисклинации являются источниками калибровочных полей. Это напоминает ситуацию, которая имеет место в случае монополя 'т Хофта-Полякова, когда точечная сингулярность (еж) в изовекторном

поле Хиггса оказывается магнитным монополем.

Предпоследний раздел главы посвящен описанию смектика С, так как, несмотря на значительное внимание к С-фазе смектика /17/, 23 - 25/, в теории С-фазы отсутствует общепринятое выражение для свободной энергии такое, например, как энергия Франка для нематика /17/. Сравнение цитируемых работ обнаруживает те или иные расхождения между ними. Основная причина этих расхождений заключена, по-видимому, в том, что в указанных работах рассматривается плоская равновесная конфигурация смектических слоев, что не позволяет проявиться глобальной структуре параметра порядка С-фазы смектика. Именно с глобальной топологией слоев связано образование монопольных структур, наблюдавшихся Куриком и Лаврентовичем /18/ в каплях С-фазы, в которых смектические слои образовывали концентрические сферы.

В данном разделе построена плотность свободной энергии смектика С для произвольной равновесной конфигурации смектических слоев (в отсутствие дислокаций в системе слоев) и рассмотрены протяженные объекты в поле параметра порядка (клинки, вихри, монополи), а также периодические структуры, индуцируемые при растяжении образца смектика.

Ориентационный порядок в смектике С описывается тройкой взаимно ортогональных векторов  $\vec{N}$ ,  $\vec{c}$  и  $\vec{m}$ , где  $\vec{N} = \vec{m} \times \vec{c}$  - нормаль к смектическому слою, а вектор  $\vec{c}$  (С-директор /17/) расположен в плоскости нормали и директора  $\vec{n}$ , которые при заданной температуре образуют угол  $\vartheta$ . Так как  $\vec{n}$  и  $-\vec{n}$  эквивалентны, то для определенности считаем угол  $\vartheta$  острым. Отметим, что  $\vec{c}$  - обычный вектор, т.е.  $\vec{c}$  и  $-\vec{c}$  неэквивалентны. В этом состоит существенное отличие смектика С от нематика: например, в поле С-директора возможно образование дисклинаций только целой силы /17/. Таким образом ориентационный порядок в С-фазе при заданной температуре ( $\vartheta = \text{const}$ ) локально описывается двумерным вектором  $\vec{c}$  (или  $\vec{m}$ ), лежащим в плоскостях, касательных к смектическим слоям в каждой точке образца, т.е. пространство параметра порядка представляет собой окружность  $S^1$  или группу  $SO_2$ . Если конфигурация слоев отличается от плоской, то свойства смектика существенно зависят от топологии смектических поверхностей. Можно сказать, что смектический слой С-фазы дает пример касательного расслоения со структурной группой  $G = SO_2$  и базой  $M$ .

где  $M$  - некоторая поверхность (например, плоскость, цилиндр или сфера).

Чтобы учесть изменение угла наклона молекул  $\vartheta$  (например, в ядре дисклинации), наряду с векторами  $\bar{m}$  и  $\bar{c}$  рассматриваются векторы  $\bar{\psi} = \psi \bar{m}$  и  $\bar{\varphi} = \psi \bar{c}$ , где  $\psi \equiv \sin \vartheta$  ( $0 \leq \psi \leq 1$ ). Сметические слои описываются уравнением

$$W(\bar{z}, t) = \text{const}, \quad (52)$$

тогда  $\bar{N} = \nabla W / |\nabla W|$ . Функция  $W$  представляется в форме  $W(\bar{z}, t) \equiv F(\bar{z}) - u(\bar{z}, t)$ , где  $F$  описывает равновесную конфигурацию слоев, которую будем считать заданной, а  $u$  - смещение. С равновесной конфигурацией слоев связана локальная система координат  $\{\xi, \eta, \zeta\}$  с осями  $\bar{m}_0$ ,  $\bar{c}_0$  и  $\bar{v}_0$ , где индекс "0" отмечает равновесное состояние и  $\bar{N} \equiv \bar{v}_0 + \bar{v}$ . Считается также, что выполняется условие постоянства числа слоев /17/:  $\text{rot } \bar{v}_0 = 0$ , т.е. в равновесии ( $u \equiv 0$ ) слои эквидистантны и дислокации в системе слоев отсутствуют.

С учетом сказанного для смектика С строится плотность свободной энергии  $F_C = F_L + F_S + F_n$ . В наиболее простом виде энергии растяжения (сжатия) смектических слоев  $F_L$  дается формулой

$$F_L = \frac{B}{2} \bar{\gamma}^2, \quad (53)$$

где деформация  $\bar{\gamma} = \bar{N} \cdot \nabla u$  является скаляром, а  $B$  - модуль упругости. Часть свободной энергии  $F_S$ , которая определяет наклон молекул в слое (угол  $\vartheta$ ) и связь наклона молекул с деформацией слоев имеет вид

$$F_S = u \bar{\gamma} \psi^2 - \frac{A}{2} \psi^2 + \frac{D}{4} \psi^4, \quad (54)$$

где  $u$ ,  $A$  и  $D$  - положительные константы. В  $A$ -фазе смектика  $A < 0$  и  $\psi = 0$  ( $\vartheta = 0$ ). Считается, что вблизи точки перехода смектик А - смектик С (АС-перехода)  $A \propto |T_c - T|$ , где  $T_c$  - температура АС-перехода. Упругая энергия  $F_n$ , связанная с деформацией поля смектического параметра порядка: тройки векторов  $\bar{N}$ ,  $\bar{\psi}$  и  $\bar{\varphi}$ , получается из энергии Франка для нематика в результате представления  $\bar{n}$  в форме /24/

$$\bar{n} = \bar{N} \sqrt{1 - \psi^2} + \bar{N} \times \bar{\psi}. \quad (55)$$

Окончательное выражение для  $F_c$  получается после разложения нормали  $\bar{N}$  по градиентам смещения  $u$  и введения новых упругих постоянных (типа  $B$ ). Последнее учитывает то, что направления  $\bar{m}_0$  и  $\bar{c}_0$  неэквивалентны.

В разделе также описан ряд пространственно неоднородных структур, которые могут реализоваться в смектике  $C$ . Для сферической конфигурации слоев рассмотрены монополярные структуры, наблюдавшиеся экспериментально в каплях смектика /18/. Показано, что в  $C$ -фазе могут существовать доменные стенки (кинки модели  $\psi^4$ ), разделяющие части образца с правым и левым (относительно некоторого направления) наклоном молекул. Найдены решения для вихрей в поле  $\bar{\varphi}$  (или  $\bar{\psi}$ ): в центре вихря  $\psi = 0$ , а с удалением от центра происходит восстановление  $C$ -фазы (конденсата); распределения полей  $\bar{m}$  и  $\bar{c}$  в вихре представляют собой дисклинации целой силы. Подробно изучены различные периодические структуры, индуцируемые при растяжении образца  $C$ -фазы перпендикулярно смектическим слоям. Проведено сравнение данной теории с экспериментами /23/. Вблизи точки АС-перехода предсказано смешанное состояние смектика: периодическая структура из чередующихся А- и С-фаз.

В последнем параграфе главы рассмотрены протяженные объекты нового типа, которые были обнаружены недавно Лаврентовичем /26/ в тонких слоях нематиков ( $\sim 10$  мкм) с гибридными граничными условиями: тангенциальными на нижней границе образца и нормальными — на верхней. Эти протяженные объекты в поле директора представляют собой струны, соединяющие точечные поверхностные сингулярности, называемые буджумами. Буджумы — это "половинки" радиального и гиперболического ежей /18/, а струна — часть линейного солитона /18/. Толщина струн составляла  $100 \pm 300$  мкм, а длина — до 1 см. После образования струны сокращались с постоянной скоростью вплоть до аннигиляции.

Динамика струны рассматривается как диссипативная динамика взаимодействующих буджума и антибуджума. Из свойств энергии Франка относительно масштабных преобразований следует, что энергия взаимодействия двух точечных особенностей зависит линейно от расстояния между ними. Предполагается, что то же самое имеет место для буджумов. Считается также, что буджум и антибуджум движутся с постоянной скоростью  $U$ . Так как момент инерции единицы объема нематика мал, то уравнение движения буджумов является

что диссипативными. Скорость сближения буддзюмов или скорость сокращения струны в данном случае имеет вид

$$v = \alpha \frac{6K}{2\gamma}, \quad (56)$$

где  $K$  - константа упругости Франка,  $\gamma$  - эффективная ориентационная вязкость,  $2$  - ширина струны и  $\alpha$  - безразмерная постоянная, определяемая из эксперимента (из /26/ следует, что  $v2 = \text{const}$  и для  $K = 7 \cdot 10^{-7}$  эрг/см и  $\gamma = 0.77$  П  $\alpha \approx 4$ ).

В толстых образцах ( $\sim 30 + 50$  мкм) струны не наблюдаются. В этом случае распределение директора  $\bar{n}$  вокруг сингулярностей имеет двумерный характер /26/, как в XV-модели. Взаимодействующие сингулярности представляют собой две дисклинации силы  $+I$  и  $-I$ , которые соответствуют циркулярное и гиперболическое распределения  $\bar{n}$ . Двумерный характер распределения  $\bar{n}$  подтверждает также квадратичная зависимость времени аннигиляции сингулярностей от расстояния между ними /26/, что имеет место при логарифмической зависимости потенциала взаимодействия от расстояния, как в случае XV-модели или в случае взаимодействия двух дисклинаций в нематике /17/. В такой ситуации для расстояния между сингулярностями  $z$  получается следующая формула.

$$z = \frac{2}{\beta^{1/2}} \left( \frac{K}{\gamma} \right)^{1/2} (t_{an} - t)^{1/2}, \quad (57)$$

где  $t_{an} = \beta \gamma L_0^2 / 4K$  - время аннигиляции сингулярностей,  $L_0$  - расстояние между сингулярностями при  $t = 0$ , а  $\beta$  - безразмерная константа, определяемая из эксперимента. Эксперимент /26/ стимулировал появление работы /27/, в которой теоретически и экспериментально исследовалась аннигиляция систем еж - антиеж в объемном образце нематика (в капилляре). В тонких капиллярах расстояние между сингулярностями уменьшалось пропорционально времени  $t$ , а для толстых капилляров - описывалось формулой (57), т.е. еж и антиеж ведут себя подобно буддзюму и антибуддзюму. Из сравнения с экспериментом /27/ ( $\gamma/K \approx 2.8 t_{an} / L_0^2$ ) следует, что  $\beta \approx 0.71$ . Отметим, что вопрос о смене режимов движения ежей и буддзюмов требует более детального теоретического и экспериментального изучения диссипативной динамики сингулярностей в нематиках.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Вычисление функции распределения неравновесных электронов, находящихся в квантующем магнитном поле и взаимодействующих с акустическими и оптическими фононами.

2. Расчет электропроводности с найденной в данной работе функцией распределения электронов в случае параллельных электрического и квантующего магнитного полей.

3. Механизм нелинейного распространения электромагнитной волны в плазме.

4. Вывод нелинейного волнового уравнения, описывающего распространение электромагнитных волн в полупроводнике, находящемся в параллельных электрическом и квантующем магнитном полях.

5. Описание рождения и распространения солитонов огибающей электромагнитной волны в полупроводнике при наличии электрического и квантующего магнитного полей.

6. Вывод и решение уравнений для флуктуаций квантовой функции распределения электронов полупроводника, находящегося в квантующем электрическом поле.

7. Исследование электронных флуктуаций в полупроводниках в параллельных электрическом и квантующем магнитном полях.

8. Решение кинетического уравнения для неравновесных электронов и вывод уравнений баланса энергии и импульса для магнонов ферромагнитного полупроводника.

9. Описание стационарного состояния неравновесной электрон-магнонной системы ферромагнитного полупроводника.

10. Рассмотрение нестационарной кинетики электрон-магнонной системы и предсказание возможности распространения магнонного звука в ферромагнитном полупроводнике и его усиления электрическим полем.

11. Исследование нелинейной динамики систем, описываемых параметром порядка, принимающим значения на сфере.

12. Вычисление спектра связанных состояний квазичастиц в А-фазе  $\text{He}^3$  в поле орбитального солитона.

13. Калибровочная модель магнетиков типа спинового стекла.

14. Теория смектика С и предсказание смешанного состояния смектика: сосуществования А- и С-фаз.

15. Описание диссипативной динамики точечных сингулярностей (буждумов), соединенных струной, в тонких слоях нематика.

Список цитируемой литературы

1. Казаринов Р.Ф., Скобов В.Г. ЖЭТФ, 1962, 42, 1047.
2. Поморный Р.В. ФТП, 1967, 1, 1288.
3. Sladek R.J. Phys. Rev., 1960, 120, 1589.
4. Гуревич В.Л., Катильос Р. ЖЭТФ, 1965, 49, 1145.
5. Ганцевич С.В., Гуревич В.Л., Катильос Р. ЖЭТФ, 1969, 57, 503.
6. Коган Ш.М., Шульман А.Я. ЖЭТФ, 1969, 56, 862.
7. Томчук П.М., Чумак А.А. УФЖ, 1973, 18, 1625; 1822.
8. Kane E.O. J. Phys. Chem. Sol., 1959, 12, 181.
9. Брыксин В.В., Фирсов Ю.А. ЖЭТФ, 1971, 61, 2373.
10. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979.
11. Коренблит И.Я., Танклевич Б.Г. ФТТ, 1976, 18, 62.
12. Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
13. Самохвалов А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 413.
14. Гуржи Р.Н. ФТТ, 1965, 7, 3515.
15. Викторавичус В.С. и др. ФТТ, 1987, 29, 3678.
16. Гуляев Ю.В., Слейник И.Н., Шапров В.Г. ЖЭТФ, 1987, 92, 1357.
17. Де Бен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
18. Курик М.В., Лаврентович О.Д. УФН, 1988, 154, 381.
19. Ho T.L., Fulco J.R., Schrieffer J.R., Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1524.
20. Witten E. Nucl. Phys., 1981, B185, 513.
21. Halperin B.I., Saslow W.M. Phys. Rev., 1977, B16, 2154.
22. Андреев А.Ф. ЖЭТФ, 1978, 74, 786.
23. Johnson D., Saure A. Phys. Rev., 1977, A15, 2079.
24. Кац Е.И., Лебедев В.В. ЖЭТФ, 1986, 90, III.
25. Leslie F.M., Stewart I.W., Nakagawa M. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1991, 198, 443.
26. Лаврентович О.Д., Рожков С.С. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 210.
27. Pargellis A., Turok N., Yurke B. Phys. Rev. Lett., 1991, 67, 1570.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Рожков С.С., Томчук П.М. Флуктуации тока в полупроводниках в квантующем электрическом поле. ЖЭТФ, 1977, 72, №1, 248 - 256.

2. Рожков С.С. О кинетических явлениях в полупроводниках в сильных электрических и магнитных полях. Тезисы докладов 9-го совещания по теории полупроводников. Тбилиси, 1978, стр. 302.
3. Рожков С.С. О кинетических явлениях в полупроводниках в сильном электрическом и квантующем магнитном полях. ФТТ, 1979, 21, № 1, 23 - 28.
4. Рожков С.С. Неравновесные флуктуации в полупроводниках в квантующем магнитном поле. ЖЭТФ, 1979, 77, № 1, 170 - 179.
5. Рожков С.С. Флуктуации неравновесного электронного газа в квантующем магнитном поле. Тезисы докладов 2-ой конференции по флуктуационным явлениям в физических системах. Вильнюс, 1979, стр. 52.
6. Рожков С.С. Динамика магнитных солитонов в  $\text{He}^3$ -В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, № 1, 44 - 47.
7. Рожков С.С., Семчук А.Ю. Разогрев электронов и магиснов в ферромагнитных полупроводниках. ФТТ, 1981, 23, № 7, 1913 - 1916.
8. Рожков С.С., Семчук А.Ю. Нестационарная магнитная восприимчивость ферромагнитных полупроводников. ФТТ, 1982, 24, № 10, 3056 - 3060.
9. Рожков С.С. Динамика текстур параметра порядка в сверхтекучем  $\text{He}^3$ . Препринт ИФ АН УССР № 19, Киев, 1982.
10. Рожков С.С. Калибровочная модель неупорядоченных магнетиков. Препринт ИФ АН УССР № 4, Киев, 1983.
11. Rozhkov S.S. Gauge model of disordered magnets. Phys. Lett., 1984, 106A, № 7, 309 - 311.
12. Рожков С.С. Алгебра и топология для физических приложений. Препринт ИФ АН УССР № 30, Киев, 1985.
13. Рожков С.С. Теория гомотопий и топология моделей  $\bar{n}$ -поля. Препринт ИФ АН УССР № 31, Киев, 1985.
14. Каменский В.Р., Рожков С.С. Новый механизм образования солитонов в нематике. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, № 5, 206 - 208.
15. Рожков С.С. Динамика параметра порядка сверхтекучих фаз гелия-3. УФН, 1986, 148, № 2, 325 - 346.
16. Рожков С.С. О скрытой суперсимметрии  $\text{He}^3$ -А. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, № 1, 32 - 34.
17. Лаврентович О.Д., Рожков С.С. Струны с буждумами на концах: Новый тип топологических дефектов в нематиках. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, № 4, 210 - 213.

469179

18. Вихлий О.Г., Рожков С.С. Модулированная структура смектика С вблизи фазового перехода смектик А - смектик С. ФТТ, 1988, 30, № 2, 592 - 595.
19. Rozhkov S.S., Vikhlii O.G. Topological and nontopological solitons in condensed matter. Phys. Lett., 1989, A138, № 4, 5, 183 - 188.
20. Рожков С.С. Горячий магнотонный звук в ферромагнитных полупроводниках. ФТТ, 1989, 31, № 5, 264 - 266.
21. Рожков С.С. Взаимное увлечение электронов и магнетонов и усиление магнотонного звука в ферромагнитных полупроводниках. Тезисы докладов I4-го совещания по теории полупроводников, Донецк, 1989, стр. 151.
22. Rozhkov S.S. Optical-phonon emission by electrons and envelope electromagnetic solitons in semiconductors. Phys. Lett., 1990, A146, № 9, 496 - 501.
23. Рожков С.С. Излом функции распределения электронов и нелинейное распространение электромагнитных волн в полупроводниках. ЖЭТФ, 1990, 98, № 6, 2018 - 2029.

РОЖКОВ СЕРГЕЙ СЕРАФИМОВИЧ

Нелинейная кинетика и гидродинамика конденсированных сред в сильных электрических и магнитных полях

Подписано в печать 28.X.92 г. ВФ 24735. Формат бумаги 60 x 84/16. Бумага офсетная 72 г/м<sup>2</sup>. Офсетная печать. Усл.-печ.листов I,86. Уч.-изд.листов I,63. Тираж 100. Зак. I94. Бесплатно.

---

Институт физики АН Украины, ОНТИ.  
252028, Киев-28, ГСП, проспект Науки, 46



AB 26.282

**AB 26.282**

БЕСПЛАТНО