

На правах рукописи



Гаврилов Сергей Сергеевич

НОВЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИТОНОВ

1.3.8. – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Арсеев Петр Иварович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, главный научный сотрудник

Глазов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ведущий научный сотрудник

Игнатьев Иван Владимирович, доктор физико-математических наук, Санкт-Петербургский государственный университет, профессор

Ведущая организация: Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Защита состоится 16 ноября 2021 г. в 14 часов 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 24.1.136.01 (002.100.02) при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук (ИФТТ РАН), расположенном по адресу: 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте диссертационного совета при ИФТТ РАН по ссылке http://www.issp.ac.ru/main/images/Gavrilov_Dissertation.pdf.

Автореферат разослан «_____» _____ 2021 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
Д 24.1.136.01 (002.100.02),
доктор технических наук



Курлов В. Н.

© Гаврилов С. С., 2021
© ИФТТ РАН, 2021

Общая характеристика работы

Поляритоны — частицы, представляющие собой смешанные состояния света и вещества. Они возникают, когда фотоны и электронные возбуждения в кристалле — например, связанные электрон-дырочные пары, или экситоны — превращаются друг в друга с высокой частотой и становятся неразличимыми. Экситонные поляритоны, движение которых ограничено одним или двумя измерениями [1–3], привлекают интерес в связи с возможностью формирования когерентных состояний, обладающих дальним порядком. В частности, с понижением температуры поляритоны образуют конденсат Бозе-Эйнштейна, излучающий когерентный свет [4]. Благодаря сильной экситон-фотонной связи возможен также обратный процесс, когда свет, поглощающийся в веществе, создает когерентное поляритонное состояние — неравновесный аналог бозе-конденсата [5–7].

Интерес к двумерным экситонным поляритонам обусловлен их малой в сравнении даже с электронами эффективной массой, приводящей к бозе-эйнштейновской конденсации при температурах от гелиевой [8] до комнатной [9], а также простотой экспериментальных условий, в которых амплитуда и фаза конденсата непосредственно видны по излучаемому свету [4, 10, 11]. Среди вопросов, касающихся квазиравновесной конденсации поляритонов из резервуара горячих частиц, можно выделить перенос возбуждений в туннельно связанных ловушках и джозефсоновские осцилляции [12], взаимодействие квантованных вихрей [13] и аналоговые вычислители на основе распределенных систем [14]. В свою очередь, при конденсации в резонансном электромагнитном поле [6, 7] критическая температура и вообще тепловое равновесие отсутствуют, а конденсат может иметь сразу несколько допустимых устойчивых состояний в заданных внешних условиях [15, 16]. Спектры возбуждений таких систем довольно разнообразны, поскольку химический потенциал уже не связан напрямую с амплитудой или средним числом частиц, но зависит от частоты внешнего поля и выступает как независимый параметр [17, 18]. Например, “фононный” спектр возбуждений, характерный для равновесных бозе-эйнштейновских конденсатов и квантовых жидкостей в длинноволновом пределе [19], представляет теперь только одно из многих возможных состояний системы, несмотря на то что взаимодействие между частицами имеет обычный характер отталкивания в разреженном газе. По мере усиления внешнего поля мнимая часть энергии надкондесатных мод может изменять знак, что приводит к фазовым перехо-

дам, вызывающим особый интерес в связи с перспективой создания быстрых оптических переключателей [20], запоминающих устройств и логических элементов [21]. Сильная связь света и вещества позволяет объединить в подобных системах компактность, характерную для электронных устройств, и “оптическое” быстроедействие.

Сказанное определяет актуальность темы данной диссертации.

Целью работы было теоретическое исследование неравновесных фазовых переходов и возникающих в их результате новых коллективных состояний в двумерных и одномерных поляритонных системах под действием резонансного электромагнитного излучения. Основное внимание уделялось фундаментальным явлениям, которые могут происходить даже в совершенно однородной системе, возбуждаемой плоской волной. Природа обсуждаемых фазовых переходов связана со спонтанным нарушением спиновой и пространственной симметрии.

Научная новизна. В диссертации описан ряд новых критических явлений в двумерной поляритонной системе, которые были предсказаны теоретически и экспериментально подтверждены. Построена модель взаимодействия конденсата и экситонного резервуара в условиях оптической мультистабильности. В рамках приближения среднего поля развита теория параметрического рассеяния с учетом обратного воздействия рассеянных поляритонных мод на конденсат. Обнаружен эффект образования между ними положительной обратной связи, приводящий к режиму с обострением. Предсказано макроскопическое петлевое рассеяние поляритонов. Разработана теория спонтанного нарушения спиновой и пространственной симметрии и перехода к хаосу в однородной поляритонной системе, возбуждаемой плоской электромагнитной волной. Для аналогичной, т. е. исходно полностью однородной системы было предсказано спонтанное образование дискретных структур — макроскопических спиновых цепочек, а также химерных состояний, темных и светлых солитонов, квантованных вихрей, вихревых диполей и филаментов.

Теоретическая и практическая значимость. Перечисленные результаты существенно расширяют сложившиеся представления о поляритонах, описывают новые физические явления, такие как петлевое параметрическое рассеяние, и обнаруживают неожиданные связи между равновесными конденсатами и когерентными поляритонными состояниями в сильном электромагнитном поле, в которых, как выяснилось, вихри, филаменты и солитоны могут возникать совершенно спонтанно, несмотря на отсутствие фазовой инвариантности теории.

С практической точки зрения, полученные результаты в перспективе могут послужить созданию новых оптических переключателей, а также источников непрерывного когерентного излучения, в котором амплитуда и круговая поляризация осциллируют с пикосекундным характерным периодом или обнаруживают детерминированный пространственно-временной хаос.

На защиту выносятся следующие основные положения.

1. Параметрический распад конденсата поляритонов, возбуждаемого когерентным светом выше резонансной частоты, происходит при положительной обратной связи между конденсатом и рассеянными модами. После начала рассеяния энергия системы самопроизвольно увеличивается до тех пор, пока фиолетовый сдвиг резонанса не компенсирует исходную положительную отстройку частоты возбуждения [A1, A2, A3, A4].
2. Параметрическое рассеяние поляритонов может иметь петлевой характер в системе с пониженной вращательной симметрией. В этом случае амплитуда конденсата испытывает автоколебания, частота которых приближенно равна разности частот основного состояния и внешнего поля [A5].
3. Спиновая симметрия фотовозбуждаемого конденсата может нарушаться спонтанно, если константа линейной связи противоположных спиновых компонент сравнима с коэффициентом затухания. Переход имеет пороговый характер и сопровождается быстрым изменением поляризации от линейной к право- или левоциркулярной [A6, A7, A8, A9, A10].
4. Благодаря эффекту Зеемана в постоянном магнитном поле конденсатные состояния с нарушенной спиновой симметрией различаются по амплитуде и между ними возможны управляемые переключения. В частности, можно контролировать знак циркулярной поляризации конденсата, изменяя только интенсивность оптической накачки [A11].
5. Все эффекты, связанные с оптической мультистабильностью, существенно изменяются при наличии экситонного резервуара. Уровни энергии двух спиновых компонент поляритонов в результате взаимодействия с резервуаром частично выравниваются [A12, A13, A14, A15].
6. Если константа связи спиновых компонент превосходит коэффициент затухания более чем вчетверо, поляритонный конденсат даже с чисто циркулярной поляризацией и нулевым волновым числом испытывает рассеяние

гибридного типа, при котором населяющиеся моды имеют отличную поляризацию и расщеплены по энергии [A16].

7. В условиях гибридного рассеяния все однородные состояния конденсата могут быть неустойчивыми, что приводит к спонтанному образованию неоднородных пространственных структур с периодически распределенной поляризацией. При повышении энергии образуются химерные состояния, в которых упорядоченная и хаотическая подсистемы существуют одновременно [A17, A18, A19].
8. При нарушении симметрии конденсат может разделиться на домены с противоположными фазами. На границе доменов образуются вихри и темные солитоны. Несмотря на отсутствие равновесия, с изменением внешнего поля система испытывает переход типа Березинского-Костерлица-Таулеса между одиночными и связанными вихревыми состояниями в диапазоне от диполей до макроскопических прямолинейных филаментов [A20].
9. Обратимое импульсное возмущение собственной энергии может вызвать переход между ветвями устойчивости мультистабильной поляритонной системы, включая быстрое увеличение или уменьшение амплитуды или инверсию круговой поляризации [A21, A22, A23, A24].
10. При возбуждении в микрорезонаторе поверхностных акустических волн переходы между ветвями устойчивости могут сопровождаться частичной экранировкой периодического потенциала и изменением характера поляритон-поляритонного рассеяния [A25, A26, A27].

Публикации. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, опубликованы в 34 печатных работах, из них 32 статьи в рецензируемых журналах и 2 статьи в сборниках трудов конференций. Все статьи индексируются Web of Science.

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Существенная часть результатов опубликована диссертантом без соавторов, включая статьи в “Успехах физических наук”, “Письмах в ЖЭТФ”, “Physical Review Letters”, “Physical Review B” и т. д.

Апробация результатов. Основные результаты докладывались автором на профильных российских и международных конференциях, в частности, XII,

XIII и XIV Российских конференциях по физике полупроводников (приглашенные доклады в г. Звенигород, 2015; Екатеринбург, 2017; Новосибирск, 2019), Международном симпозиуме “Нанофизика и наноэлектроника”, г. Нижний Новгород (приглашенные доклады в 2013, 2014 и 2020 гг.), Международной конференции по физике взаимодействия света с веществом, PLMCN (приглашенный доклад в г. Нара, Япония, 2016; устные доклады в г. Ираклион, Греция, 2013; Вюрцбург, Германия, 2017; Москва, 2019; Клермон-Ферран, Франция, 2020), Международной конференции по оптике экситонов в низкоразмерных системах, OECS (Мадрид, Испания, 2009; Париж, Франция, 2011; Бат, Великобритания, 2017; Санкт-Петербург, 2019), Международной конференции по вопросам спонтанной когерентности в экситонных системах, ICSCЕ (Лозанна, Швейцария, 2011; Монреаль, Канада, 2018). Результаты работы докладывались на семинарах Института физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН, НИЦ “Курчатовский институт”, Сколковского института науки и технологий, университетов Клермон-Феррана (Франция), Дортмунда (Германия) и Шеффилда (Великобритания).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка публикаций и библиографии. Общий объем диссертации составляет 187 страниц, включая 44 рисунка. Библиография включает 185 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, указана научная и практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе рассматривается явление параметрического рассеяния поляритонов. Вступительный раздел 1.1 посвящен вопросу о появлении макроскопически когерентных поляритонных состояний в условиях резонансного фотовозбуждения — “неравновесной конденсации”, которая рассматривалась еще в 1972 г. в работах Келдыша [5], Елесина и Копаева [6]. При этом только в 2006 г. было экспериментально продемонстрировано, что возбуждаемые резонансной плоской волной двумерные поляритоны действительно находятся в общем “од-

ночастичном” квантовом состоянии [7]. Независимо от причин и условий конденсации, когерентное состояние можно описать в приближении среднего поля с помощью макроскопической волновой функции ψ , удовлетворяющей уравнениям типа Гинзбурга-Ландау $i\hbar\partial_t\psi = \delta H/\delta\psi^*$. Функция Гамильтона H обычно содержит слагаемое вида $H_{\text{int}} = \frac{V}{2} \int |\psi(\mathbf{r})|^4 d^2\mathbf{r}$, $V > 0$, которое соответствует упругому парному отталкиванию частиц в разреженном газе [3, 19]. Такой тип взаимодействия характерен для бозе-эйнштейновских конденсатов и сверхпроводников, но отличается от большинства оптических систем. Действительно, в последнем случае нелинейность связана с усилением или поглощением света и, следовательно, описывается *комплексным* или даже чисто мнимым коэффициентом V , возникающим в результате адиабатического исключения переменных, связанных с электронными возбуждениями [22].

В разделе 1.1 сформулированы уравнения, описывающие динамику поляритонной системы в тонкой квантовой яме, расположенной в активном слое плоского полупроводникового микрорезонатора. Поляритоны возбуждаются световой волной, падающей по нормали (ось z), следовательно, конденсат имеет нулевое волновое число k в плоскости (xy). Поляритонам с проекцией полного момента $J_z = +1$ (-1) соответствуют фотоны с правой (левой) круговой поляризацией. Эти две спиновые компоненты обычно не взаимодействуют парно, но могут быть линейно связаны друг с другом из-за расщепления исходных собственных состояний [A6]. Тогда волновые уравнения для ψ_+ и ψ_- имеют вид

$$i\hbar\frac{\partial\psi_{\pm}}{\partial t} = [\hat{E} - i\gamma + V\psi_{\pm}^*\psi_{\pm}]\psi_{\pm} + \frac{g}{2}\psi_{\mp} + f_{\pm}e^{-iE_p t/\hbar}, \quad (1)$$

где $\hat{E} = \hat{E}(-i\hbar\nabla)$ — энергия с учетом закона дисперсии нижней поляритонной ветви $E_{\text{LP}}(k)$, который является квадратичным в окрестности $k = 0$, но имеет точку перегиба при некотором ненулевом k ; коэффициент γ — декремент затухания, определяющийся добротностью микрорезонатора; $g/2$ — константа связи спиновых компонент; E_p/\hbar — частота внешнего электромагнитного поля (“накачки”), выбранная неподалеку от собственной частоты поляритонной моды $k = 0$; наконец, (f_+, f_-) — спинорная амплитуда электрической компоненты падающей волны с учетом коэффициента пропускания брэгговского зеркала.

В тех случаях, когда резонатор возбуждается в широкой области частот и волновых чисел, более правильно писать отдельные уравнения для фотонной и экситонной амплитуд ([5, 17, 23] и [A28]), с тем чтобы внешнее поле учитывалось только в фотонной части, а взаимодействие частиц в экситонной. Но

поскольку мы будем говорить в основном о поляритонах вблизи дна $E_{\text{LP}}(k)$, модель (1) вполне достаточна. Рассматривая конденсат во внешнем поле, мы, как правило, имеем дело с диссипативным осциллятором, который колеблется с частотой E_p/\hbar действующей на него гармонической силы. По крайней мере эта картина непротиворечива, если E_p находится вблизи резонанса, а значит, несмотря на низкую плотность поля, амплитуда соответствующего k -состояния велика и можно говорить именно о *макроскопической* населенности вынужденного поляритонного состояния с такой энергией.

В заключительной части раздела 1.1 обсуждается известный из литературы эффект поляритонной бистабильности [6, 17, 23], возникающий при положительном смещении частоты внешнего поля относительно резонанса. Рассматривается упрощенный скалярный вариант системы (1), когда спиновые компоненты не связаны ($g = 0$) и возбуждается только одна из них, т. е. и внешнее поле, и конденсат циркулярно поляризованы. Частицы отталкиваются ($V > 0$), поэтому разумно искать пространственно однородные решения с $k = 0$. При $\gamma > 0$ и $t \rightarrow \infty$ они должны осциллировать на частоте внешнего поля. Сделав соответствующую подстановку $\psi(t) = \bar{\psi}e^{-iE_p t/\hbar}$, получаем не зависящее от времени уравнение для $|\bar{\psi}|^2$:

$$|\bar{\psi}|^2 = \frac{f^2}{(D - V|\bar{\psi}|^2)^2 + \gamma^2}, \quad (2)$$

где $D = E_p - E_{\text{LP}}(k=0)$. Если $D > \sqrt{3}\gamma$, то зависимость $|\bar{\psi}|^2$ от f^2 принимает вид S-образной кривой. Состояние конденсата оказывается, таким образом, *бистабильным* в конечном интервале f^2 . Видно, что $|\bar{\psi}| \propto f$ при $|\bar{\psi}| \rightarrow 0$, но если $E_p > E_{\text{LP}}$, то с увеличением f и $|\bar{\psi}|$ сдвиг $\Delta E_{\text{LP}} = V|\bar{\psi}|^2$ приближает конденсат к резонансу с внешним полем, уменьшая знаменатель в (2), и отклик получается сверхлинейным. Далее с увеличением f наступает *неустойчивость*; можно сказать, что положительная обратная связь между амплитудой и собственной частотой приводит к росту их обеих даже при постоянном f . Поэтому нижняя ветвь S-образной кривой обрывается и состояние системы испытывает скачок. Неустойчивость проходит, когда отстройка D целиком компенсирована сдвигом собственной частоты $V|\bar{\psi}|^2$; все такие решения лежат на верхней ветви. Средняя ветвь с отрицательным наклоном состоит только из неустойчивых решений.

В разделе 1.2 рассматриваются спектры элементарных возбуждений в зависимости от $|\bar{\psi}|$ (этот вопрос также освещался в литературе — начиная с известной статьи Боголюбова о сверхтекучести [24]) и формулируется основная задача первой главы, касающаяся параметрического рассеяния.

Поляритонная система имеет тот же тип нелинейности, что и атомные конденсаты. Слабо населенные моды $+\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ линейно связаны между собой с коэффициентом, пропорциональным квадрату амплитуды конденсата, причем это верно безотносительно к тому, как возник конденсат: равновесным образом или во внешнем поле с $k = 0$. Однако между равновесной и неравновесной системами есть два ключевых отличия, которые влияют на спектры возбуждений.

Во-первых, отличаются частоты колебаний поля в конденсатном состоянии; соответствующую энергию также называют химическим потенциалом, имея в виду, что это средняя энергия одной частицы [19]. В нашем случае колебания идут на частоте внешнего поля E_p/\hbar , а в равновесном конденсате — на собственной частоте $(E_{\text{LP}} + V|\psi|^2)/\hbar$, сдвинутой вследствие взаимодействия. Во-вторых, неравновесный конденсат может потерять устойчивость. Это происходит, когда в спектре возбуждений появляются моды с положительной мнимой частью энергии $\text{Im } \tilde{E}$, которые не затухают, как обычно, а спонтанно усиливаются со временем. То обстоятельство, что система является открытой, заметно усложняет анализ фазового перехода при неустойчивости. Раздел 1.2 содержит описание простой бифуркации с плавным переходом $\text{Im } \tilde{E}$ через нуль, которая (как выясняется в дальнейшем) даже в постоянных внешних условиях, зафиксированных в бесконечно близкой окрестности критической точки, может приводить к постепенному увеличению полной энергии системы, множественному рассеянию и самопроизвольной перестройке спектра возбуждений.

Приведем некоторые результаты раздела 1.2, которые важны для понимания следующей части работы. Закон дисперсии элементарных возбуждений в эффективно “бесспиновом” случае имеет вид

$$\tilde{E}^{\pm}(\mathbf{k}) = E_p - i\gamma \pm \sqrt{(E_p - E_{\text{LP}}(\mathbf{k}) - 2V|\bar{\psi}|^2)^2 - (V|\bar{\psi}|^2)^2}. \quad (3)$$

Видно, например, что $\tilde{E}^{-}(\mathbf{k})$ совпадает с $E_{\text{LP}}(\mathbf{k}) - i\gamma$ при $\bar{\psi} = 0$. В свою очередь, обычный боголюбовский спектр получается при $V|\bar{\psi}|^2 = D$ и $\gamma \rightarrow 0$, когда химический потенциал принимает “равновесное” значение. В таком случае

$$\tilde{E}^{\pm}(\mathbf{k}) - E_p = \pm \sqrt{E'_{\text{LP}}(\mathbf{k}) [E'_{\text{LP}}(\mathbf{k}) + 2D]}, \quad (4)$$

где $E'_{\text{LP}}(\mathbf{k}) = E_{\text{LP}}(\mathbf{k}) - E_{\text{LP}}(0)$. Но такой спектр представляет только некоторое специальное решение. Для всех $V|\bar{\psi}|^2 \gtrsim D$, т. е. на верхней ветви S-образной кривой, конденсат находится в центре спектральной щели, ширина которой

$\Delta = \text{Re}[\tilde{E}^+(0) - \tilde{E}^-(0)]$ растёт с увеличением его амплитуды. Моды $\tilde{E}^\pm(0)$ затухают со временем, но они могут быть населены при импульсной накачке и затем обнаружены как в спектре, так и по осцилляциям интенсивности излучения. Например, если амплитуда конденсата, находящегося на верхней ветви устойчивости, постепенно убывает по мере прохождения импульса, то ширина щели Δ должна синхронно с этим уменьшаться согласно (3), а период переходных осцилляций $T = 2\pi\hbar/\Delta$ — увеличиваться до тех пор, пока в распределении $\tilde{\text{Re}}E^\pm(k)$ не возникнет “равновесный” боголюбовский спектр. Ожидаемое соответствие друг другу всех этих независимо измеряемых величин дает возможность проверки теории с учетом свойств не только конденсата, но и надконденсатных резонансов. Такая проверка методом *переходной спектроскопии* [A29] была выполнена [A30] и показала хорошее согласие теории и экспериментальных данных.

Обратимся к анализу устойчивости. Решив неравенство $\text{Im} \tilde{E}^\pm(\mathbf{k}; \bar{\psi}) > 0$ относительно $\bar{\psi}$ для заданного \mathbf{k} , получаем $P_1(\mathbf{k}) < V|\bar{\psi}|^2 < P_2(\mathbf{k})$, где

$$P_{1,2}(\mathbf{k}) = \frac{2}{3}[E_p - E_{\text{LP}}(\mathbf{k})] \mp \frac{1}{3}\sqrt{[E_p - E_{\text{LP}}(\mathbf{k})]^2 - 3\gamma^2}. \quad (5)$$

Находясь еще на нижней ветви S-образной кривой, представляющей одномодовые решения с нулевым \mathbf{k} , конденсат может начать распадаться на другие моды $\mathbf{k} \neq 0$. Порог рассеяния достигается на окружности $E_{\text{LP}}(|\mathbf{k}|) = E_p - 2\gamma$ и составляет

$$P = \min_{\mathbf{k}} P_1(\mathbf{k}) = \gamma, \quad \text{если } D > 2\gamma. \quad (6)$$

Основной вопрос заключается в том, что именно происходит при малом превышении порога P . Об этом нельзя сказать ничего в рамках теории, линейной по $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}}$. Исходя из того, что во всяком “акте рассеяния” энергия сохраняется, а потеря устойчивости в точке P является, как говорят, *мягкой*, т. е. $\max_{\mathbf{k}} \text{Im} \tilde{E}(\mathbf{k})$ плавно переходит через нуль по мере увеличения f и $|\bar{\psi}|$, было бы естественно ожидать в этой точке “фазовый переход второго рода” с непрерывной зависимостью $|\psi_{\mathbf{k}}|$ от f для всех \mathbf{k} . По крайней мере, такое предположение очень часто делают в похожих случаях в физике лазеров [22]. Но, как показывают дальнейшие результаты, в нашем случае оно было бы неверно.

Раздел 1.3 показывает, что в действительности начало параметрического рассеяния запускает процесс накопления энергии, который не похож на фазовые переходы ни второго, ни первого рода. Энергия накапливается вследствие

положительной обратной связи между амплитудами конденсата и рассеянных мод в постоянных внешних условиях [A2, A3]. При сравнительно низкой постоянной интенсивности внешнего поля

$$f^2 \gtrsim f^2(P) = \frac{\gamma}{V} [(D - \gamma)^2 + \gamma^2], \quad (7)$$

обеспечивающей сдвиг резонанса на величину $V|\psi_0|^2 \gtrsim P = \gamma$ [см. формулу (2)], система самопроизвольно переходит на верхнюю ветвь устойчивости, где, как обычно, $V|\psi_0|^2 \gtrsim D$, каким бы большим ни было отношение D/γ . Амплитуда конденсата растет со временем по гиперболическому закону, так что относительно долгий инкубационный период, длительность которого стремится к бесконечности при $f \rightarrow f(P) + 0$, в конце завершается скачком на верхнюю ветвь. Аналогичные процессы называют “режимами с обострением” (blowup) [25].

Подчеркнем, что энергия системы увеличивается несмотря на то, что взаимодействие частиц является “консервативным”, а интенсивность внешнего поля — постоянной. В том случае, когда $\gamma \rightarrow 0$ и, в соответствии с (7), $f(P) \rightarrow 0$, т. е. когда система становится все ближе к бездиссипативной и замкнутой, такое накопление энергии при рассеянии особенно противоречит интуиции.

Путем накопления энергии можно возбудить сильное поле в микрорезонаторе даже при $\gamma \ll D$. Дело в том, что обычно по мере увеличения добротности $Q \propto 1/\gamma$ брэгговские зеркала всё хуже пропускают свет в резонатор от источника накачки. Если пренебречь поглощением, то и γ , и f^2 пропорциональны коэффициенту пропускания зеркал. Следовательно, $f^2 \propto \gamma I$, где I — интенсивность не эффективного, а настоящего внешнего электромагнитного поля. Его пороговая величина $I \propto f^2(P)/\gamma$ с уменьшением γ могла бы стать нереалистично высокой. Но поскольку $f^2(P) \propto \gamma$ при $\gamma \ll D$ [(7)], зависимость порогового I от γ почти исчезает. Как уже было сказано, достижение этого порога приводит к самопроизвольному усилению $|\psi|^2$ примерно в D/γ раз.

В разделе 1.3.1 сообщается теоретическое доказательство того факта, что амплитуда конденсата увеличивается при рассеянии. Доказательство строится от противного. Мы рассматриваем произвольное стационарное состояние системы (1) (в скалярном приближении) и находим, что увеличение безызлучательных потерь конденсатной моды $k = 0$, связанное с ростом населенности рассеянных мод, всегда сопровождается увеличением амплитуды конденсата, если только фиолетовый сдвиг резонанса не компенсирует отстройку частоты внешнего поля. Следовательно, любое такое стационарное состояние неустойчиво.

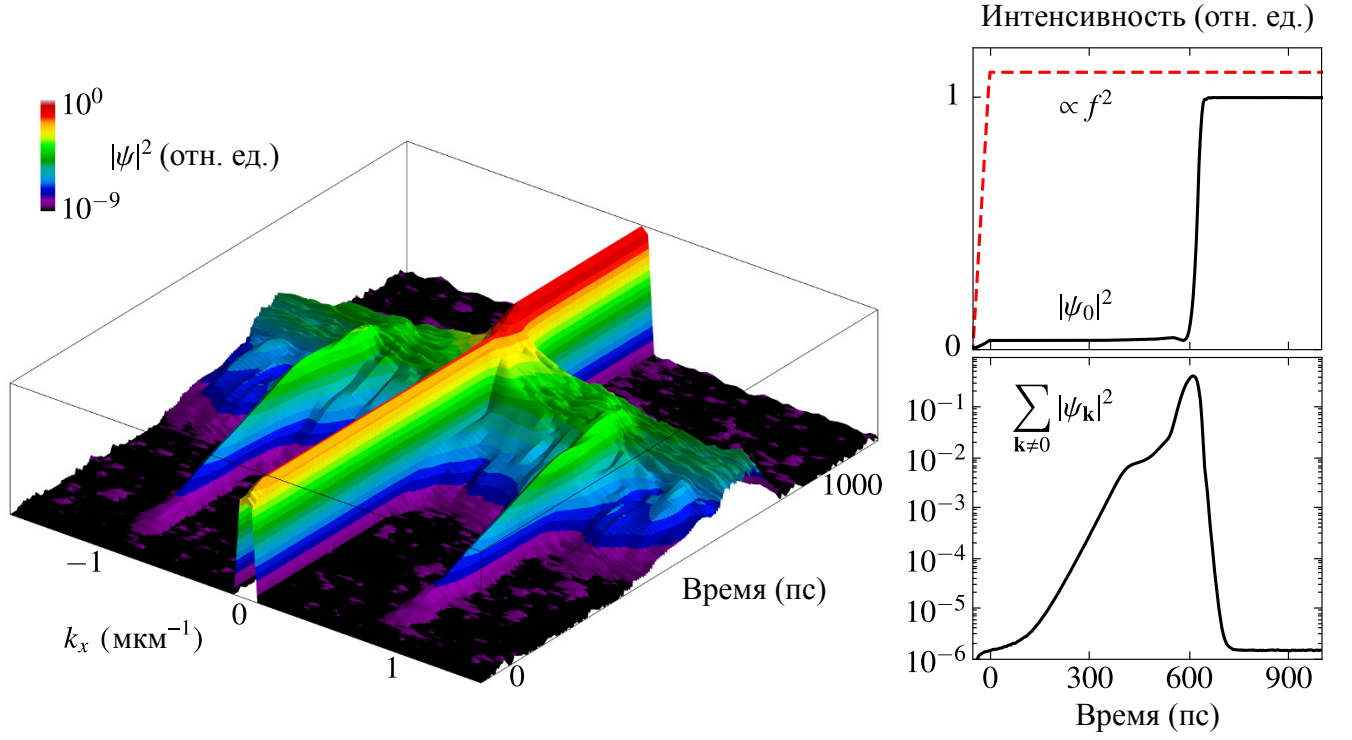


Рис. 1. Эволюция поляритонной системы в режиме с обострением [A2]. Слева: распределение $|\psi_{\mathbf{k}}(t)|^2$ вдоль оси $k_y = 0$; вертикальная шкала логарифмическая. Справа: интенсивность внешнего поля, конденсатной моды $\mathbf{k} = 0$ и всех рассеянных мод $\mathbf{k} \neq 0$.

В разделе 1.3.2 приводится численный пример, иллюстрирующий развитие неустойчивости системы в режиме с обострением (рис. 1). Видно, что плавный рост рассеянных мод с определенными $|\mathbf{k}|$ со временем усиливается и приводит к возбуждению большого числа k -состояний, после чего уже сам конденсат становится внутренне нестабильным и испытывает скачок амплитуды. В итоге $V|\bar{\psi}_0|^2 > D$, поэтому параметрическое рассеяние прекращается в соответствии с (3) и (5). Задержка скачка $|\psi_{\mathbf{k}=0}|^2$ относительно начала рассеяния при постоянном f составляет 600 пс, тогда как время жизни поляритона 16 пс.

В разделе 1.4 обсуждаются экспериментальные данные, подтверждающие теорию. В частности, в разделе 1.4.1 приведены данные экспериментов [A3] с импульсной накачкой, когда динамика величин $|\psi_{\mathbf{k}}(t)|^2$ может быть непосредственно измерена с точностью до коэффициента пропускания. В этой работе импульс имел гауссову форму с латеральным размером 45 мкм и длительностью около 200 пс. Было показано, что рассеяние действительно сопровождается накоплением энергии, более того, населенность рассеянных мод росла даже при уменьшающейся накачке на заднем фронте импульса. Скачок $|\psi_0|^2$, завершающий этот рост, наблюдался при двукратном уменьшении $f^2(t)$ с задержкой около 100 пс относительно максимума. Как и ожидалось, режим с обострением

отсутствовал при высокой мощности импульсов, а при малой мощности отклик системы был полностью линейным и синхронным с внешним полем с точностью до нескольких пикосекунд. В разделе 1.4.2 обсуждается переходное состояние, в котором амплитуда каждой из распадных мод еще мала, но их суммарная населенность и обратное воздействие на конденсат значительны. В экспериментах такие состояния обнаруживают сильный квантовый шум и нетривиальную пространственную структуру [A4]. Несколько отклоняясь от основной линии изложения, в разделе 1.4.3 мы анализируем распад конденсата, возбужденного с волновым числом k_p около точки перегиба нижней поляритонной ветви, в результате чего появляются новые когерентные моды с волновыми числами 0 и $2k_p$. То обстоятельство, что положение “сигнальной” моды $k = 0$ почти не зависит от k_p и E_p при $D > 2\gamma$ [26], также обусловлено накоплением энергии системы в режиме с обострением и перестройкой спектра возбуждений (ранее результаты экспериментов наподобие [26] объясняли прямым бистабильным переходом [23], но такое объяснение было не лишено внутренних сложностей).

Согласно рис. 1, непосредственно перед финальным переходом в режиме с обострением образуется “инверсная населенность”: аномальное распределение поляритонов, при котором интенсивность рассеянных мод заметно выше интенсивности конденсата. В разделе 1.5 мы находим, что при пониженной вращательной симметрии двумерной системы такое состояние может быть эффективно стабильным. В этом случае поляритоны обнаруживают *макроскопическое петлевое рассеяние*, которое объединяет в себе, во-первых, параметрический распад фотовозбуждаемой конденсатной моды на другие k -состояния и, во-вторых, их сильное обратное рассеяние в конденсат, вызванное синхронизацией нескольких различных каналов четырехволнового смешивания (рис. 2). Гибри-

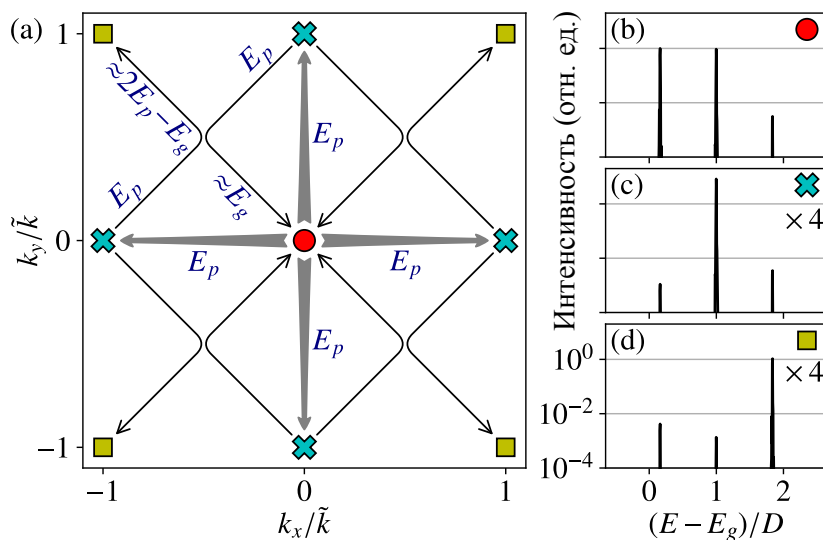


Рис. 2. Схема петлевого параметрического рассеяния (a) и спектры основных волновых мод на стадии регулярных автоколебаний в квадратном микрорезонаторе со стороной 40 мкм (b–d) [A5]. Обозначения: E_g — энергия основного состояния с $k = 0$; E_p — уровень накачки; $D = E_p - E_g$; \tilde{k} — волновое число сигналов параметрического рассеяния.

дизайна процессов прямого и обратного рассеяния, которые различны и поэтому не компенсируют друг друга взаимно, приводит к осцилляциям амплитуды конденсата даже в условиях строго постоянного одномодового внешнего возбуждения. В частности, амплитуда поляритонного конденсата, возбуждаемого плоской электромагнитной волной в однородном, но имеющем полигональную форму микрорезонаторе на основе GaAs, испытывает автоколебания в субтерагерцовом частотном диапазоне. Линейный размер системы при этом не должен быть существенно больше, чем $(\hbar/3\gamma)\sqrt{D/m}$, где m — масса поляритона вблизи $k = 0$; в этом случае образуются выделенные направления рассеяния.

Раздел 1.6 содержит краткие итоги первой главы. Ее основные результаты представлены в статьях [A1, A2, A3, A4, A5]. Связанные результаты, касающиеся спектров возбуждений, опубликованы в [A29, A30, A31, A32]. Статья [A28] посвящена параметрическому рассеянию между нижней и верхней поляритонными ветвями; она представляет пример вычислений в рамках двухкомпонентной экситон-фотонной модели.

Во второй главе рассматриваются поляритоны с учетом их спиновых, или поляризационных, степеней свободы. Раздел 2.1 является вводным. При накачке с эллиптической поляризацией могут существовать уже не две, а несколько ветвей отклика, и вначале мы обсуждаем некоторые механизмы переходов между ними, которые известны из литературы.

В разделе 2.2 описан эффект *спонтанного нарушения спиновой симметрии* [A1, A6], являющийся ключевым для понимания дальнейшей части работы. Теория такова, что спиновые компоненты поляритонов совершенно эквивалентны с точки зрения как уравнений (1), так и начальных или граничных условий; в частности, внешнее поле возбуждает их строго одинаково в случае $f_+ = f_-$. Однако симметрия может спонтанно нарушаться, если спиновые компоненты связаны между собой линейным образом.

При $f_+ = f_- (= f)$ световая волна линейно поляризована вдоль оси $0x$ в согласии с обычным правилом $f_{\pm} = (f_x \mp if_y)/\sqrt{2}$. Система (1) диагонализуется при $\psi_{\pm} \rightarrow 0$, если в ней таким же образом выразить ψ_{\pm} через $\psi_{x,y}$; две собственные энергии $E_{x,y}$ равны $E_{LP} \pm g/2$. Следовательно, падающий свет одинаково поляризован с верхним (нижним) собственным подуровнем при $g > 0$ ($g < 0$). В разделе 2.2 показано, что если $g > 0$ и $V > 0$, то бóльшая из спиновых компонент, будь то ψ_+ или ψ_- , дополнительно усиливается за счет меньшей, подавляя ее. Именно поэтому симметричные по спину решения с высокой амплитудой $\psi_+ = \psi_-$ бывают труднодостижимыми или прямо неустойчивыми.

Эволюция системы зависит от соотношения g и γ . При $0 \lesssim g \lesssim \gamma$ и симметричные, и асимметричные состояния существуют и устойчивы в широкой области f и $D = E_p - E_{\text{LP}}$. То, в какое именно состояние перейдет система, может зависеть от формы импульса (функции f от t). Однако при $g \gtrsim \gamma$ “антагонизм” спиновых компонент усиливается и для $D \sim g$ возникает интервал f , в котором симметричные решения запрещены. В частности, нижняя ветвь таких решений прервана, в то время как на самой верхней ветви, где $\psi_+ = \psi_-$, а значит $\psi_y = 0$, получается $\text{Im } \tilde{E}_y > 0$ у надконденсатных мод и в спектре $\text{Re } \tilde{E}_y(\mathbf{k})$ образуется характерный плоский участок. В таком интервале f спонтанное нарушение симметрии неизбежно вне зависимости от формы импульса, размера системы и т. д. Отметим, что необратимое нарушение баланса спинов отчасти похоже на заперение (self-trapping) джозефсоновского перехода [27, 28], но такая аналогия была бы слишком поверхностной. В нашем случае отсутствие возвратного колебания связано не с нелинейностью, а с тем, что обе компоненты изменяются с одинаковой вынужденной частотой, тогда как нелинейность, наоборот, обеспечивает случайный выбор спина при переходе.

Далее во второй главе рассматриваются наблюдаемые проявления этого эффекта. Раздел 2.3 посвящен импульсным экспериментам, в которых пороговым образом происходит конверсия поляризации из (почти) линейной в циркулярную [A7]. В разделе 2.4 представлена работа [A11], посвященная влиянию магнитного поля на оптическую мультистабильность поляритонов. Основная идея состоит в том, что в постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости резонатора, состояния конденсата с нарушенной спиновой симметрией имеют различные амплитуды и между ними возможны управляемые переключения. В частности, можно в обе стороны изменять знак круговой поляризации конденсата, возмущая только интенсивность, но не частоту или поляризацию оптической накачки (рис. 3). Сделанные предсказания были экспериментально подтверждены.

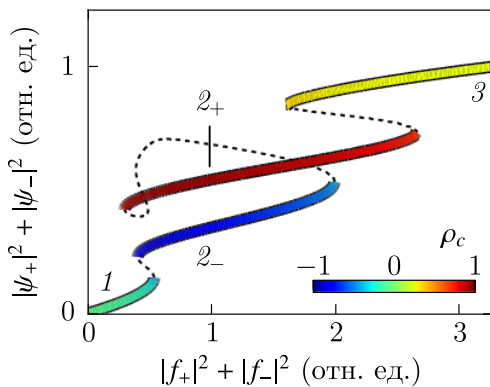


Рис. 3. Стационарные состояния конденсата в магнитном поле [A11]. Цветовая шкала представляет степень круговой поляризации. По мере увеличения, а затем уменьшения интенсивности накачки при прохождении возбуждающего импульса наблюдались переходы $1 \rightarrow 2_- \rightarrow 3 \rightarrow 2_+ \rightarrow 1$.

Далее речь идет о пространственных эффектах, связанных с нарушением спиновой симметрии поляритонов. В [разделе 2.5](#) представлена теоретическая работа [[A8](#)], показывающая, что круговую поляризацию конденсата можно контролировать, изменяя направление строго линейной поляризации возбуждающего конденсат электромагнитного поля. В частности, если направление вектора поляризации \mathbf{e} изменяется в плоскости волнового фронта, то после прохождения света через резонатор он приобретает аналогичное распределение степени круговой поляризации. Причина в том, что при $\gamma > 0$ и $g \neq 0$ даже полностью линейно поляризованное внешнее поле возбуждает конденсат с небольшой степенью круговой поляризации $\rho_c \propto \gamma g$, зависящей также от \mathbf{e} . Эта исходная поляризация служит малой затравкой, определяющей направление, в котором нарушается спиновая симметрия.

В [разделе 2.6](#) рассмотрен случай двухлучевой накачки, когда одна волна плоская и характеризуется определенным волновым числом k_p , но имеет низкую интенсивность, а второй луч — мощный короткий импульс, сфокусированный в пятно микрометрового размера. Если оба луча симметричны по спину ($f_+ = f_-$), но k_p находится выше точки перегиба дисперсионной кривой $E_{LP}(k)$, спиновые компоненты в окрестности яркого пятна пространственно разделяются, приводя к образованию диполярных светлых солитонов, движущихся в активном слое резонатора без диссипации [[A9](#), [A10](#)]. В работе [[A9](#)] этот эффект был обнаружен экспериментально. Измерения проводились с пикосекундным разрешением, однако динамика системы усреднялась по множеству отдельных импульсов и поэтому эффект спонтанного нарушения симметрии не мог наблюдаться прямо. Тем не менее, при помощи корреляционных измерений были получены косвенные свидетельства о двойной поляризационной структуре солитонов. Кроме того, усредненный сигнал обнаруживал деполяризацию вблизи движущегося максимума интенсивности, что также является признаком разделения спиновых компонент. В недавней работе [[A10](#)] был найден еще один тип неоднородных решений с нарушенной спиновой симметрией, у которых размер возмущенной области увеличивается со временем. Аналогично солитонам, такие волновые пакеты движутся с постоянной средней скоростью, но имеют более сложную внутреннюю структуру с множеством отдельных пиков. Неустойчивость вызвана большей величиной константы спиновой связи относительно ширины резонансов, а именно $g = 4\gamma$. Найденное решение является переходным между устойчивыми солитонами и пространственно-временным хаосом, которому будет посвящена третья глава.

Для того чтобы обозначить возможные ограничения теории, в разделе 2.7 мы обсуждаем относительно ранние эксперименты. По причине несколько меньшей силы экситон-фотонного взаимодействия, меньшей добротности и меньшей латеральной однородности образцов мультистабильные эффекты в них были опосредованы экситонным резервуаром, который потребовалось учесть и в теории. Сделать это удалось только на феноменологическом уровне, однако было получено хорошее согласие с экспериментами как в режиме непрерывного возбуждения [A12], так и в импульсном режиме [A13, A14]; впоследствии эта же теория применялась для объяснения поляризационной динамики в микростолбиках [29]. Вместо одной амплитуды конденсата ψ вводятся три переменных: электрическое поле, экситонная поляризация (эти величины, как и ψ , являются спинорными), а также “населенность резервуара”, которая по аналогии с уравнениями Максвелла-Блоха имеет смысл атомной переменной, принимающей вещественные значения. Главная особенность теории состоит в том, что наиболее эффективно резервуар населяется при взаимодействии частиц с противоположными спинами, например, при переходе пары светлых экситонов в темные ([30]). В свою очередь, резервуар обеспечивает фиолетовый сдвиг энергии для частиц, находящихся в когерентном состоянии, причем этот сдвиг одинаков для обеих спиновых компонент (предполагается, что резервуар деполаризован). В итоге между противоположными спиновыми компонентами поляритонов (σ^\pm) возникает эффективное парное отталкивание.

Данная модель также объясняет изменение типа взаимодействия σ^+ и σ^- в зависимости от масштаба времени. Вероятность рассеяния поляритонов в резервуаре мала, и населяется он только потому, что частицы могут накапливаться в нем благодаря большому времени жизни. Поэтому эффективное отталкивание между σ^+ и σ^- появляется при длинных возбуждающих импульсах или в непрерывном режиме, а на малом временном масштабе действует очень слабое притяжение, обнаруженное в работе [31]. В статье [A15] мы специально обсудили зависимость эффективной константы парного взаимодействия от длительности импульсов τ и оценили эту константу при $\tau \approx 10$ пс, исходя из экспериментальных данных; получившийся результат оказался близок к [31]. В современных образцах экситонный резервуар практически не обнаруживает себя в случае резонансного возбуждения поляритонов около $k = 0$ при длительности импульсов в области сотен пикосекунд, как в [A6] или [A11], иначе спиновые компоненты не могли бы подавлять друг друга. Исходя из этого, мы обычно пренебрегаем долгоживущими экситонами в уравнениях типа (1).

В разделе 2.8 приводятся краткие выводы второй главы. Основные результаты опубликованы в работах [A6]–[A15], большая часть которых выполнена совместно с экспериментаторами. В списке публикаций также находятся относительно раннее теоретическое исследование эффекта мультистабильности [A33] и анализ ранних экспериментов, нацеленных на его обнаружение [A34].

В третьей главе обсуждается новый круг явлений, связанных с нарушением пространственной симметрии. В частности, идет речь о новом механизме рассеяния, благодаря которому может быть возбужден континуум поляритонных мод с различными $|\mathbf{k}|$ при постоянном f , причем без каких-либо дефектов структуры или неоднородностей внешнего поля.

Раздел 3.1 содержит краткий обзор оптических систем с пространственно-временным хаосом. В когерентной оптике турбулентность не возникает так же легко, как в гидродинамике, если иметь в виду строго детерминированные, а не случайные динамические процессы. При переходе через порог генерации в лазерах неустойчивые моды конкурируют между собой и только небольшое их число становится в итоге параметрами порядка; в протяженной системе аналогичным образом появляются статические диссипативные структуры [22]. Более высокую степень сложности можно обеспечить внешней обратной связью [32] в системах наподобие кольцевых резонаторов с фотоусиливающим элементом [33] или современных лазеров с внешним резонатором. Все они имеют активную область, в которой свет генерируется или усиливается. Известен также и более простой (с принципиальной точки зрения) путь к оптической неустойчивости: самофокусировка когерентного поля в пассивной нелинейной среде. Известно, что диссипативные структуры [34] и хаос [35] возникают в системе типа (1) с $V < 0$. Однако, предсказывая бесконечную самофокусировку за конечное время в двух- и трехмерных системах при $f \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow 0$ ([25]), такая модель носит не более чем иллюстративный характер, особенно если говорить о газе частиц с положительной массой.

Для поляритонной системы, когда $V > 0$ и теория точна в пределе низкой плотности, появление хаоса сильно затруднено именно в связи с тем, что частицы отталкиваются. Случайные неоднородности в их распределении не вырастают, а стремятся выровняться за время жизни частицы, тогда как характерного для “лазеров” усиления ($\text{Im } V$), как и обратных связей, попросту нет. Также нет явного механизма генерации новых частотных гармоник и т. д. Поэтому если система внутренне однородна и возбуждается плоской волной, долгое время казалось, что единственным непереходным коллективным эффектом в ней

может быть только парный распад конденсата. До некоторой степени модель можно усложнить, введя сильную неоднородность. Например, был предсказан переход к хаосу в джозефсоновском контакте с туннельной связью двух конденсатов при определенном нелинейном взаимодействии их спиновых компонент [36]. Однако всякую неоднородность вроде барьера между конденсатами трудно или невозможно масштабировать в пространстве, если только речь не идет о создании дискретной цепочки конденсатов и т. п., что уже само по себе осложняет переход к пространственной турбулентности.

В разделе 3.2 установлено, что несмотря на отталкивание частиц и диссипацию, система (1) допускает спонтанный распад однородного состояния и хаотическую динамику [A17, A16]. Такое случается при $g > 4\gamma$, когда в игру вступают параметрические процессы более высокого порядка [A16]. До этого мы говорили о двухчастичном рассеянии, сохраняющем импульс и спин, и отдельно — о линейной связи спиновых компонент σ^+ и σ^- . Сама по себе эта связь не приводит к реальному превращению спинов (эффекту Джозефсона), поскольку во внешнем поле обе компоненты осциллируют с одной и той же вынужденной частотой. Новый параметрический процесс рассеяния, который будет обсуждаться ниже, имеет комбинированный петлевой вид

(8)

два сорта взаимодействия в нем гибридизованы, благодаря чему снято вырождение неустойчивых мод по энергии и разрешена инверсия спина.

Приведем некоторые детали. В разделе 3.2 вычисляется спектр возбуждений в состоянии с нарушенной спиновой симметрией. Он имеет общий вид

$$\tilde{E} = E_p - i\gamma \pm \sqrt{\frac{P \pm \sqrt{Q}}{2}} \quad (9)$$

Если считать, что одна из компонент ψ_{\pm} при нарушении симметрии исчезает полностью, а для оставшейся ввести обозначение $\chi^2 = V|\psi|^2$, то

$$P = 2s^2 + 4s\chi^2 + 3\chi^4 + \frac{g^2}{2}, \quad Q = (4s\chi^2 + 3\chi^4)^2 + g^2(4s^2 + 8s\chi^2 + 3\chi^4), \quad (10)$$

где $s = E_{\text{LP}}(\mathbf{k}) - E_p$. В самом общем случае однородное состояние конденсата неустойчиво, если в нем $\text{Im } \tilde{E} > 0$ для какого-либо k . В соответствии с (9) есть два типа неустойчивости: 1) $Q > 0$, но $P \pm \sqrt{Q} < 0$, и 2) $Q < 0$. Неустойчивость первого типа связана с обычным парным взаимодействием. Ей обусловлены все спонтанные поляритонные эффекты, которые обсуждались ранее, включая и те, которые чувствительны к спину, и само нарушение спиновой симметрии. Но если спиновая симметрия *уже* нарушена, в соответствующем однородном состоянии может возникнуть неустойчивость второго типа, связанная с рассеянием более высокого порядка. Видно, например, что в формуле (10) для Q только один член $8sg^2\chi^2$ бывает меньше нуля и он пропорционален одновременно V и g^2 . Распадные моды теперь могут быть расщеплены по энергии, но при этом иметь импульс, равный импульсу конденсата (хотя неустойчивыми обычно бывают много k -состояний сразу). Кроме того, населяясь, они возвращают в систему исчезнувшую из нее при нарушении симметрии спиновую компоненту, даже если в самом конденсате эта компонента подавлена полностью. Данный процесс возможен в конечном интервале f при $g > 4\gamma$ и $D \sim g$ [A16].

Таким образом, начав с анализа спонтанного нарушения спиновой симметрии, мы обнаружили еще один процесс распада уже в асимметричном состоянии. В итоге устойчивых однородных решений в некотором интервале f не остается вовсе и мы приходим к ситуации, когда неизбежно появление либо неоднородных структур, либо колебаний с новыми частотами $E \neq E_p$, не затухающих при $t \rightarrow \infty$. Поведение системы зависит от ее пространственной размерности. В разделе 3.3 показано, что нульмерная система обнаруживает регулярные автоколебания или динамический хаос, а в характерном микростолбике диаметром 20 мкм происходят сложные пространственно-временные колебания поляризации и интенсивности [A17].

В разделе 3.4 рассматривается случай протяженной двумерной системы с непрерывным спектром $E_{\text{LP}}(k)$, в которой могут возникать неоднородные статические решения. Конденсат в этом случае распадается на множество мод и его импульс становится неопределенным по крайней мере в одном направлении. Неоднородность имеет характерный масштаб $a_{\text{min}} \sim 2\hbar/\sqrt{m(g + 2D)}$. Статическое решение, если оно образуется, обнаруживает *филаменты* (нитевидные структуры), см. рис. 4. Они представляют своего рода компромисс между стремлением системы к однородности (в силу отталкивания частиц друг от друга) и тем обстоятельством, что статические однородные решения теперь запрещены во всякой двумерной области, масштаб которой больше, чем a_{min} [A17].

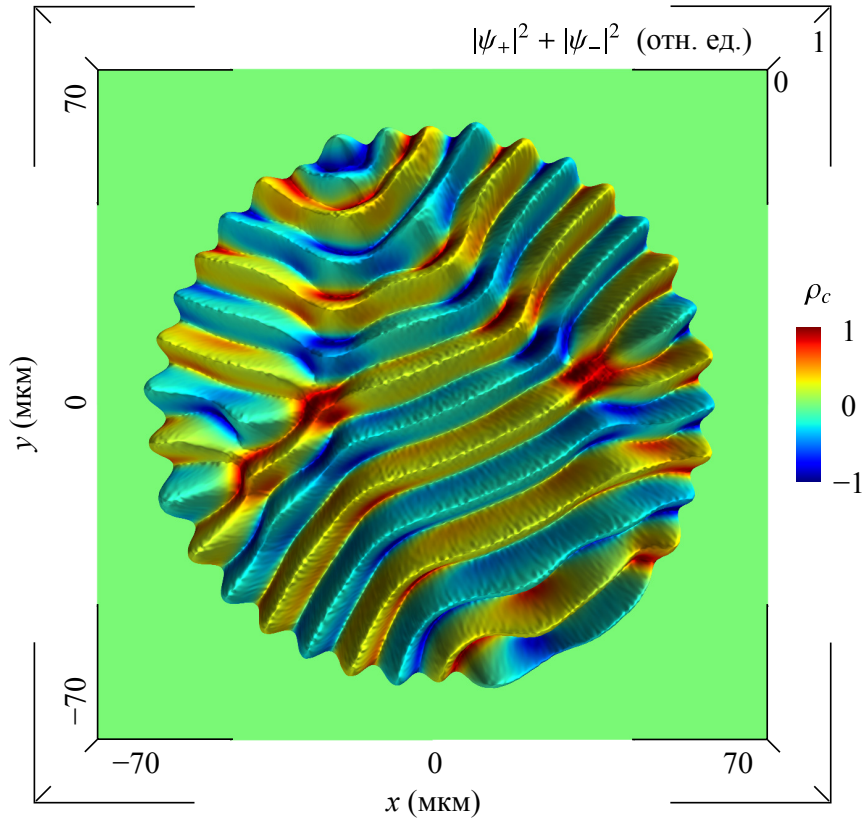


Рис. 4. Пример установившегося статического состояния с филаментами [A17]. Нулевые граничные условия обеспечены резким повышением γ при $|\mathbf{r}| = 60$ мкм. Цветовая шкала соответствует степени круговой поляризации ρ_c .

В разделе 3.5 рассматривается квазиодномерная поляритонная нить, поперечный размер которой не превышает a_{\min} . Та же самая неустойчивость, которая в случае двумерной системы приводит к филаментам, в одномерной системе порождает строго периодическую структуру. Теперь, когда у поляритонов нет даже одного свободного направления, статическое решение может получиться, только если все неоднородности одинаковы и точно уравнивают друг друга. В этом случае образуется дипольная цепочка, в которой чередуются области со спинами $+1$ и -1 , имеющие размер $\sim a_{\min}$ и отделенные друг от друга сравнительно узкими промежутками с малой общей интенсивностью $|\psi_+|^2 + |\psi_-|^2$ [A19]. Дальний порядок в такой системе получается “жестким”, в том смысле что всю цепочку можно контролировать, воздействуя на любой отдельный узел — например, при помощи второго лазерного луча, сфокусированного в пятно с диаметром меньше a_{\min} .

Итак, если решение устойчиво, то по меньшей мере в одном направлении импульс поляритонов не определен: $\Delta k \sim 1/a_{\min}$. В этом смысле спиновые диполи похожи на простейший электрический диполь, атом водорода, который

существует благодаря неопределенности электронного импульса. Но устойчивые решения образуются не всегда, а только при относительно низкой энергии. Раздел 3.6 показывает, что, повышая энергию, можно перейти от устойчивых состояний к хаотическим. Если зафиксировать γ и увеличивать одновременно g , D и f , оказывается, что одна часть “звеньев” спиновой цепочки синхронизирована между собой и с внешним полем, а другая часть осциллирует беспорядочно, испытывая случайные скачки фазы на масштабе времени $\sim \hbar/g$. Между этими частями существует определенное подвижное равновесие, так что отдельные звенья или их небольшие группы иногда непредсказуемо уходят из одной подсистемы в другую, однако соотношение размеров двух подсистем, усредненное по достаточно большому периоду времени, остается стабильным. Изменяя параметры, можно проследить непрерывный переход от упорядоченной периодической цепочки к развитой турбулентности [A19]. Отметим, что динамические состояния с аналогичными свойствами — *химерные состояния*, сочетающие синхронизацию между элементами одной подсистемы и беспорядок в другой, — обнаружены в самых разных условиях и привлекают большой интерес [37, 38].

В разделе 3.7 перечислены краткие итоги третьей главы. Результаты опубликованы в статьях [A16, A17, A18, A19] и обзоре [A1].

Четвертая глава диссертации посвящена вихрям и темным солитонам. Принято считать, что квантованные вихри, образующиеся в когерентных бозонных жидкостях или газах, являются “возбуждениями” и как таковые не должны возникать в одномодовом бозе-конденсате при нулевой температуре. Чтобы возбудить вихрь, требуются, как правило, или неоднородности (дефекты, вращение системы и т.д.), или конечные флуктуации. В разделе 4.1 рассматриваются некоторые способы образования вихрей в условиях резонансной накачки, включающие прямую инжекцию лазерными импульсами [39], рассеяние на компактных неоднородностях [11] и неустойчивость в неоднородном внешнем поле [40]. При этом всегда полагали, что в случае возбуждения однородной системы плоской световой волной вихри не образуются, т. к. фаза поляритонов фиксирована (см., например, [41]). Выяснилось, однако, что это не так и вихри могут формироваться совершенно спонтанно благодаря нарушению симметрии.

В разделе 4.2 найдено, что если отношение g/γ особенно велико ($\gtrsim 10$), возникают два новых устойчивых однородных решения системы (1) с $f_+ = f_-$, у которых спиновая симметрия нарушена противоположным образом. У этих решений могут быть одинаковые амплитуды и даже бесконечно близкие поляризации, но фазы в таком случае оказываются противоположными. Поэтому

два таких состояния погашают друг друга в областях пространственного контакта, где конденсат испытывает переворот фазы. Именно в этих областях — на границе фазовых доменов — образуются топологические возбуждения со свойствами квантованных вихрей (в двумерной поляритонной системе) или серых солитонов (в одномерной системе) [A20]. Новые однородные решения имеют вид

$$\psi_{\pm}(t) = -(i\gamma \pm \delta) \frac{f e^{-iE_p t/\hbar}}{\gamma^2 + \delta^2 + i\gamma g}, \quad \text{если } 0 < \gamma \ll g \sim D, \quad (11)$$

где

$$\delta = \pm \sqrt{F^2 \left(1 - l \sqrt{1 - \frac{\gamma^2 g^2}{F^4}} \right) - \gamma^2}, \quad F^2 = \frac{V f^2}{D + 2g} \quad (12)$$

и $l = 1$. Допустимы только решения с вещественными δ , которые существуют при $F^2 \geq \gamma g$. Соответственно, величина f имеет пороговое значение

$$f_1^2 = \frac{2\gamma g}{V} \left(D + \frac{g}{2} \right). \quad (13)$$

При $f = f_1$ получается $\delta = \pm \sqrt{g\gamma - \gamma^2}$. Очевидно, что если $\gamma/g \rightarrow 0$, то $\delta/g \rightarrow 0$, но при этом $\delta/\gamma \rightarrow \pm\infty$. Поэтому, согласно (11), $\psi_+/\psi_- \rightarrow -1$ у обоих решений, которые линейно поляризованы вдоль оси $0y$, ортогональной оси поляризации внешнего поля, но отличаются друг от друга по фазе: $\psi_y^{(\delta)} = -\psi_y^{(-\delta)}$. С ростом отношения f/f_1 величина $|\delta|$ уменьшается, пока не обращается в нуль во второй критической точке $f_2 = \sqrt{g/2\gamma} f_1$. На всем интервале от f_1 до f_2 полная интенсивность конденсата $I = |\psi_+|^2 + |\psi_-|^2$ постоянна, поскольку найденные решения обладают свойством $V|\psi_{\pm}|^2 = D + g/2 \pm \delta$, при этом направление их поляризации поворачивается от оси $0y$ при $f = f_1$ к оси $0x$ при $f = f_2$ (в последней точке обе ветви решений объединяются и переходят в симметричную ветвь решений с $\psi_+ = \psi_-$). Состояния с противоположными δ отличаются друг от друга знаком диагонально-линейной поляризации $S_2 = (\psi_x^* \psi_y + \psi_y^* \psi_x) / (|\psi_x|^2 + |\psi_y|^2)$ (вторая компонента вектора Стокса); далее мы будем обозначать эту пару решений символами Ω_{\pm} .

Если отношение g/γ велико, то в широком интервале f^2 единственный вид устойчивых одномодовых состояний представлен дублетом Ω (см. рис. 5) Состояния Ω_{\pm} всегда устойчивы, т. к. в них отстройка даже нижнего резонансного подуровня E_y от частоты накачки E_p компенсирована синим сдвигом, а значит конденсат находится внутри спектральной щели и у него нет каналов парамет-

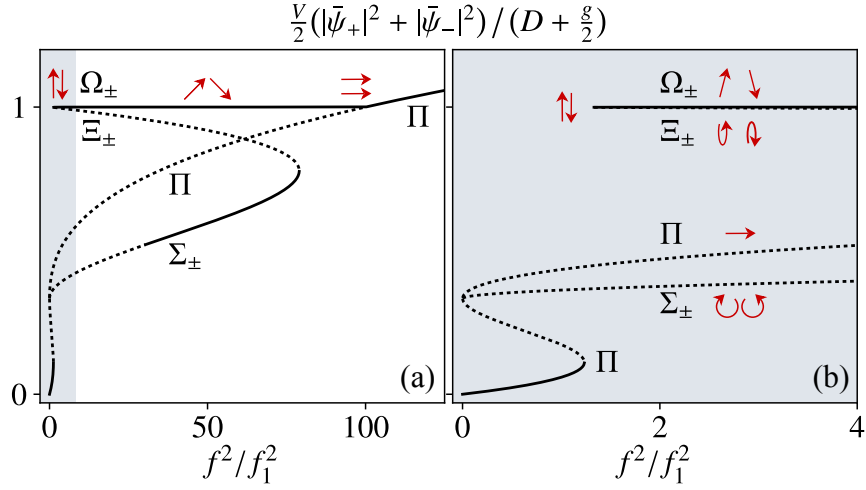


Рис. 5. Стационарные решения уравнений (1) при $\gamma = 5$ мкэВ и $g = D = 1$ мэВ. Решения, изображенные пунктиром, неустойчивы даже в одномодовом приближении. Правая панель (b) показывает увеличенный фрагмент (a) в области малых f . Стрелки и эллипсы схематически указывают поляризационные состояния. Ветвь Π образована симметричными решениями с $\psi_+ = \psi_-$; дублет Σ_{\pm} — решения с нарушенной спиновой симметрией, поляризации которых близки к право- и левозакрученной в широком интервале f ; дублет Ω_{\pm} — устойчивые решения (11, 12) с $l = +1$, существующие в интервале от f_1^2 до $f_2^2 = 100f_1^2$; дублет Ξ_{\pm} — неустойчивые решения, которые при $f \sim f_1$ выражаются формулами (11, 12) с $l = -1$.

рического рассеяния. (Сопутствующие решения Ξ_{\pm} с отрицательной производной dI/df и меньшей полной интенсивностью I , напротив, всегда неустойчивы.)

В ходе эволюции системы сначала нарушается спиновая симметрия; затем в асимметричном состоянии (Σ_+ или Σ_-) возникает рассеяние (8) и населяется множество волновых мод. Существование новых устойчивых решений типа Ω само по себе не изменяет характер распада Σ . Установление Ω -состояний с течением времени происходит только потому, что эти состояния стабильны и должны так или иначе появиться в результате самоорганизации. Но, в отличие от простого перехода $\Pi \rightarrow \Sigma$, ничто не предопределяет результат перехода $\Sigma \rightarrow \Omega$ на его ранней стадии, когда возбуждено множество волновых мод с различными \mathbf{k} . В результате система случайным образом делится на фазовые домены, в которых устанавливается то или иное Ω_{\pm} -состояние. Если $f \approx f_1$, то на границе между доменами фаза конденсата скачком изменяется на π .

В разделе 4.3 рассматриваются солитоны и вихри. На рис. 6 представлена одномерная система длиной 400 мкм с высокими потенциальными барьерами на границах. Нарушение симметрии приводит к беспорядку, который в течение 2 нс постепенно проходит. В конце система почти достигает равновесия, однако остается двухкомпонентной. В ней существуют домены Ω_+ и Ω_- , разделенные

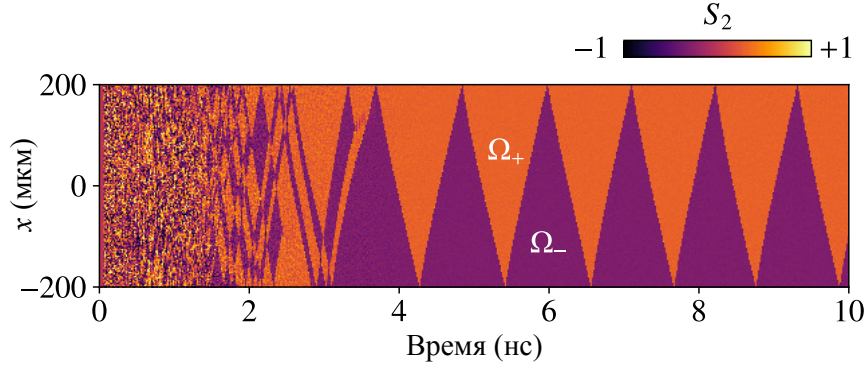


Рис. 6. Эволюция одномерной поляритонной системы при $\gamma = 1$ мкэВ, $g = D = 1$ мэВ и $f^2/f_1^2 = 11$ [A20]. Граница между доменами Ω и Ω_- имеет свойства “серого” солитона, который движется с постоянной скоростью и отражается от барьеров высотой 2 мэВ в точках $x = \pm 200$ мкм.

серым солитоном — узкой переходной областью, в которой полная интенсивность I понижается. Когда величина f близка к f_1 , солитон движется с постоянной скоростью и отражается от потенциальных барьеров. Сталкивающиеся солитоны взаимно уничтожаются, что эквивалентно вырождению отдельного домена. Поэтому если, как в нашем примере, система пространственно ограничена, с течением времени выжить в ней может не больше одного солитона; как видно из рисунка, это приводит к пространственно-временным автоколебаниям. В двумерной поляритонной системе граница между доменами представляет собой линию. В отдельных местах этой границы образуются квантованные вихри, у которых разность фаз двух компонент с ортогональными поляризациями $[\Delta\alpha = \arg(\psi_x^*\psi_y)]$ изменяется на $\pm 2\pi$ при обходе вокруг центра, а полная интенсивность в центре многократно уменьшается.

В разделе 4.4 рассматривается переход между одиночными и связанными вихрями, аналогичный переходу Березинского-Костерлица-Таулеса в равновесных конденсатах и сверхпроводниках [42, 43], который в нашем случае происходит при увеличении f/f_1 . Связанные состояния бывают двух видов: вихревые диполи и прямолинейные филаменты, образующиеся на границе между доменами. Характерные примеры показаны на рис. 7. В случае (а) движение частиц ограничено круговым потенциальным барьером. Доменная граница неустойчива и подвижна; на рисунке видны связанные вихревые пары, периодически возникающие на границе и проникающие внутрь отдельных доменов. В целом динамика является довольно иррегулярной, однако в связи с тем, что размер системы ограничен, рано или поздно в ней может образоваться сбалансированное статическое состояние, в котором находится четное число вихрей.

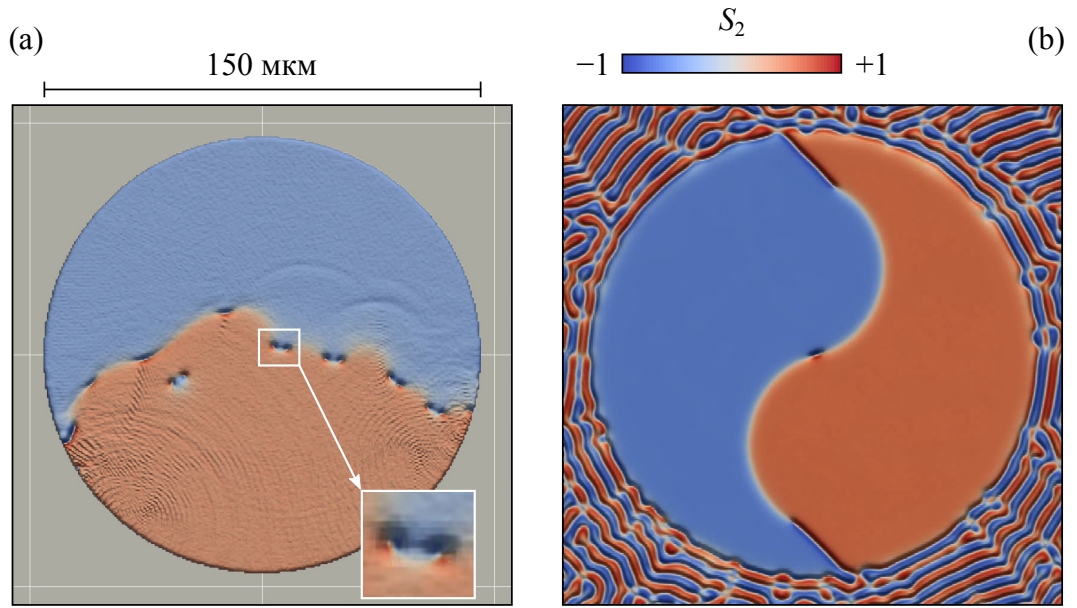


Рис. 7. Примеры нестационарных состояний [A20]. Параметры γ , g и D соответствуют рис. 5. Величина f^2/f_1^2 равна 6.8 для (a) и 13 для (b). В обоих случаях начальные условия нулевые. В примере на рис. (a) при $|\mathbf{r}| = 75$ мкм происходит большой скачок потенциала, что эффективно задает нулевые граничные условия. На рис. (b) при том же $|\mathbf{r}|$ происходит увеличение γ от 5 до 200 мкэВ, а граничные условия являются периодическими; в области $|\mathbf{r}| > 75$ мкм однородные состояния отсутствуют и эта часть решения аналогична рис. 4. Структура, возникшая во внутренней круговой области на рис. (b), вращается с постоянной угловой скоростью, делая один оборот за 2.6 нс. Динамика обоих примеров явным образом показана в видеофайлах, которые доступны в качестве “Дополнительных материалов” к статье [A20].

В примере на рис. 7(b) при переходе через границу $|\mathbf{r}| = 75$ мкм испытывает скачок уже не собственная энергия, а коэффициент затухания γ , который увеличивается от 5 до 200 мкэВ. Во внешней области величина f^2 оказывается ниже порога f_1^2 , который пропорционален γ , однако и Π -, и Σ_{\pm} -состояния в ней по-прежнему нестабильны; следовательно, вообще все одномодовые состояния конденсата запрещены. Внутренняя круговая область содержит один вихрь в центре, два неустойчивых криволинейных сегмента доменной границы (их поляризационные состояния очень близки к однородным решениям Ξ_{\pm}), а также два прямых филамента на концах. Такая структура, напоминающая символ Инь и Ян, вращается с постоянной угловой скоростью и представляет собой пример нестационарного, но полностью сбалансированного решения. В рассмотренном случае оно образовалось после ~ 9 нс иррегулярной эволюции, когда в центре внутренней области случайно оказался один непарный вихрь, “топологический заряд” которого и задает направление вращения всей структуры. Это решение — характерный пример упорядочения при нарушении симметрии.

В конце раздела 4.4 и “Дополнительном материале” к статье [A20] рассмотрен менее реалистичный, но более ясный с принципиальной точки зрения случай циклических граничных условий, когда система может считаться идеально однородной; при этом она имеет очень большой размер $0.4 \times 0.4 \text{ мм}^2$. Показано, что длина прямолинейных вихревых филаментов на границе между фазовыми доменами может достигать сотен микрометров.

Раздел 4.5 содержит выводы и некоторые общие замечания. Существуют исследования, в которых говорится о вихрях, возникающих на границе поляризационных доменов в равновесных условиях (см., например, недавнюю работу [44] с участием Л. П. Питаевского). Однако исследованная нами система, по всей видимости, не допускает непрерывного перехода к $f = 0$ и $\gamma = 0$ и поэтому не включает “равновесную” систему как свой частный случай. Хотя в разделе 4.2 и предполагалось, что $\gamma \ll g$, одновременно с этим мы считали, что Ω -состояния осциллируют на вынужденной частоте, а это с необходимостью требует $\gamma > 0$. Вопрос об аналогии найденных решений со свойствами равновесных систем остается открытым. Отметим также, что переход типа Березинского-Костерлица-Таулеса выглядит свидетельством в пользу существования определенного “принципа минимума”, управляющего связыванием вихрей по аналогии с равновесными системами. Однако даже если такой принцип существует, скорее всего он не имеет ничего общего с обычной термодинамикой.

В пятой главе рассматриваются акустооптические эффекты. Раздел 5.1 содержит краткое введение. Акустические волны возмущают кристаллическую решетку, а тем самым и собственную энергию экситонов или поляритонов. Если система возбуждается светом с определенной частотой, то при этом фактически изменяется величина “отстройки” частоты накачки от резонанса и, следовательно, изменяются условия оптической мультистабильности.

Ранее в экспериментальной работе [45] была продемонстрирована возможность динамически изменять частоту поляритона посредством акустических деформационных импульсов пикосекундной длительности, распространяющихся в микрорезонаторе перпендикулярно плоскости рабочего слоя. Подобные импульсы могут возникать при поглощении фемтосекундных лазерных импульсов в веществе подложки. Второе направление исследований акустооптических эффектов связано с возбуждением поверхностных акустических волн непосредственно в плоскости рабочего слоя. Эти волны движутся относительно медленно, поэтому их возбуждение равносильно модуляции экситонного потенциала в одном или двух пространственных направлениях. Свойства такого рода на-

веденных решеток вызывают большой самостоятельный интерес ([46] и [A27]). В настоящей диссертации они рассматриваются в связи с явлениями оптической мультистабильности и параметрического рассеяния [A25]. К этому же кругу вопросов примыкает исследование неравновесных переходов при полностью статической модуляции экситонного потенциала [A26].

В разделе 5.2 обсуждаются импульсы деформации. В разделе 5.2.1 представлена работа [A21], которая посвящена теоретическому исследованию неравновесных переходов в поляритонной системе под действием комбинированного акустооптического возбуждения: деформационных импульсов пикосекундной длительности, обратимо возмущающих энергию экситонного перехода, и стационарной оптической накачки в направлении нормали к поверхности. Установлено, что импульсное акустическое возбуждение может приводить к переключению режима оптического отклика, связанному с переходом между ветвями устойчивости бистабильной системы. В разделе 5.2.2 сообщается об прямом экспериментальном наблюдении данного эффекта [A22].

В разделе 5.2.3 предсказаны двусторонние переходы между состояниями с нарушенной спиновой симметрией, сопровождающиеся инверсией циркулярной поляризации конденсата, под действием коротких деформационных импульсов. Такие переходы осуществляются при строго постоянной интенсивности и симметричной линейной поляризации оптической накачки. Пикосекундные импульсы, после прохождения которых поляризация конденсата изменяется между право- и левоциркулярной, имеют одинаковые амплитуды; импульсы с несколько меньшей амплитудой могут переводить конденсат в верхнее симметричное состояние с линейной поляризацией [A23].

В разделе 5.3 упомянуты некоторые результаты, полученные при возбуждении поверхностных акустических волн. В этом случае резонансная частота поляритонов распределена в плоскости рабочего слоя периодическим образом. С увеличением плотности оптической накачки, частота которой смещена в фиолетовую область от резонанса, наблюдается пороговое усиление поля вблизи минимумов резонансной частоты, т. е. там, где отстройка накачки исходно была наибольшей. Переход сопровождается сдвигом положений максимума сигнала на половину периода; периодическое распределение резонансной частоты при этом частично экранируется [A25, A26].

Свойства поляритонной системы при возбуждении в ней поверхностных акустических волн можно исследовать и в режиме непрерывной накачки, т. е. без временного разрешения. Для этого нужно измерять распределение поля не в

прямом пространстве (где оно постоянно изменяется), а в импульсном пространстве. Особый интерес представляет конфигурация оптического параметрического осциллятора (ОПО). В условиях смешанного акустооптического возбуждения существует возможность образования сразу нескольких коррелированных между собой когерентных “сигналов”. В частности, если волновой вектор оптической накачки в плоскости рабочего слоя ортогонален волновому вектору акустической волны \mathbf{k}_{SAW} , в близкой окрестности порога ОПО возникают два сигнальных состояния, волновые числа которых отличаются на $|\mathbf{k}_{\text{SAW}}|$ [A25], а в случае двумерной акустической модуляции [A27] возникают четыре “сигнала”. В последнем случае в областях с отрицательной эффективной массой и эффективным притяжением между поляритонами образуются статические решеточные солитоны.

Раздел 5.4 содержит краткие итоги пятой главы. Результаты исследований опубликованы в теоретических работах [A21, A23, A24], а также ряде работ, выполненных совместно с экспериментаторами [A22, A25, A26, A27].

Заключение подводит основные итоги работы. Не повторяя формальный список защищаемых положений, в этой части дается общая характеристика нового направления исследований, которое возникло в связи с полученными результатами.

Долгое время полагали, что у однородного поляритонного конденсата, возбуждаемого резонансной световой волной, фаза определяется внешним полем и всюду, за исключением нескольких особых точек, он ведет себя как вынужденный осциллятор. Таким образом, это довольно простая система, но ее можно искусственно усложнить, введя неоднородное внешнее поле $f_{\pm}(\mathbf{r}, t)$ или потенциал $E_{\text{LP}}(\mathbf{r}, -i\hbar\nabla, t)$. В частности, потенциал можно контролировать акустическими волнами или магнитным полем, создавать туннельно связанные ловушки, решетки и т. д. На этом пути встречается множество красивых нелинейных эффектов, хотя они, как правило, качественно отличны от поведения атомных или экситонных бозе-эйнштейновских конденсатов, образующихся с нарушением фазовой инвариантности.

Работы, представленные в диссертации, расширяют сложившиеся представления. Оказалось, что даже совершенно однородная поляритонная система, возбуждаемая плоской волной, в определенных условиях испытывает спонтанное нарушение симметрии. Существование внутренних (спиновых) степеней свободы приводит к тому, что все однородные состояния в конечном интервале f имеют качества “ложного вакуума”. После его распада импульс конденсата

становится неопределенным и свойства системы кардинально изменяются, приводя к появлению нового класса поляритонных состояний в диапазоне от дипольных цепочек со строгим дальним порядком до глобального хаоса. *Вторично упорядоченная* поляритонная система действительно напоминает бозе-эйнштейновский конденсат в том смысле, что порядок и беспорядок в ней уравновешены; однако беспорядок имеет не тепловую, а чисто динамическую природу. Эти новые коллективные состояния представляют широкое поле исследований.

Список публикаций по теме диссертации

- A1. Гаврилов, С. С. Неравновесные переходы, хаос и химерные состояния в системах экситонных поляритонов / С. С. Гаврилов // *Усп. физ. наук.* — 2020. — Т. 190. — С. 137–159.
- A2. Gavrilov, S. S. Blowup dynamics of coherently driven polariton condensates / S. S. Gavrilov // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 205303.
- A3. Blowup dynamics of coherently driven polariton condensates: Experiment / S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, Ya. V. Grishina [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 205312.
- A4. Polariton Pattern Formation and Photon Statistics of the Associated Emission / C. E. Whittaker, B. Dzurnak, O. A. Egorov [et al.] // *Phys. Rev. X.* — 2017. — Vol. 7. — P. 031033.
- A5. Gavrilov, S. S. Loop parametric scattering of cavity polaritons / S. S. Gavrilov // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Vol. 103. — P. 184304.
- A6. Polariton multistability and fast linear-to-circular polarization conversion in planar microcavities with lowered symmetry / S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, S. I. Novikov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 011104.
- A7. Nonlinear route to intrinsic Josephson oscillations in spinor cavity-polariton condensates / S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, S. I. Novikov [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 235309.
- A8. Gavrilov, S. S. Controlled spin pattern formation in multistable cavity-polariton systems / S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii // *JETP Lett.* — 2016. — Vol. 104. — P. 827.
- A9. Effects of Spin-Dependent Interactions on Polarization of Bright Polariton Solitons / M. Sich, F. Fras, J. K. Chana [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 046403.
- A10. Gavrilov, S. S. Spinor soliton arrays in cavity-polariton wires / S. S. Gavrilov // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2019. — Vol. 1164. — P. 012014.
- A11. Spin multistability of cavity polaritons in a magnetic field / S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, N. A. Gippius [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87. — P. 201303.
- A12. Polarization Bistability and Resultant Spin Rings in Semiconductor Microcavities / D. Sarkar, S. S. Gavrilov, M. Sich [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 216402.

- A13. Поляризационная неустойчивость в поляритонной системе в полупроводниковых микрорезонаторах / С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. А. Дородный [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2010. — Т. 92. — С. 194.
- A14. Bistability and nonequilibrium transitions in the system of cavity polaritons under nanosecond-long resonant excitation / S. S. Gavrilo, A. S. Brichkin, A. A. Demenev [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Vol. 85. — P. 075319.
- A15. Sekretenko, A. V. Polariton-polariton interactions in microcavities under a resonant 10 to 100 picosecond pulse excitation / A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilo, V. D. Kulakovskii // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 88. — P. 195302.
- A16. Гаврилов, С. С. О новом механизме поляритон-поляритонного рассеяния / С. С. Гаврилов // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — Т. 105. — С. 187.
- A17. Gavrilo, S. S. Towards spin turbulence of light: Spontaneous disorder and chaos in cavity-polariton systems / S. S. Gavrilo // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 94. — P. 195310.
- A18. Gavrilo, S. S. Bright solitons in spontaneously formed polariton networks / S. S. Gavrilo // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2020. — Vol. 1461. — P. 012044.
- A19. Gavrilo, S. S. Polariton Chimeras: Bose-Einstein Condensates with Intrinsic Chaoticity and Spontaneous Long-Range Ordering / S. S. Gavrilo // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120. — P. 033901.
- A20. Gavrilo, S. S. Spontaneous formation of vortices and gray solitons in a spinor polariton fluid under coherent driving / S. S. Gavrilo // *Phys. Rev. B*. — 2020. — Vol. 102. — P. 104307.
- A21. Gavrilo, S. S. Pulsed acousto-optic switching of a bistable cavity polariton system / S. S. Gavrilo, N. A. Gippius // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Vol. 86. — P. 085317.
- A22. Ultrafast strain-induced switching of a bistable cavity-polariton system / A. A. Demenev, D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Vol. 100. — P. 100301.
- A23. Гаврилов, С. С. О перспективе акустооптического контроля спиновых состояний поляритонного конденсата / С. С. Гаврилов, А. А. Деменев, В. Д. Кулаковский // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100. — С. 923.
- A24. Stochastic and deterministic switches in a bistable polariton micropillar under short optical pulses / A. V. Uvarov, S. S. Gavrilo, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius // *Phys. Rev. A*. — 2019. — Vol. 99. — P. 033837.
- A25. Effect of polariton-polariton interactions on the excitation spectrum of a

- nonequilibrium condensate in a periodic potential / D. N. Krizhanovskii, E. A. Cerda-Méndez, S. S. Gavrilov [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87. — P. 155423.
- A26. Spin and density patterns of polariton condensates resonantly excited in strained planar microcavities with a nonuniform potential landscape / A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov, S. I. Novikov [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 88. — P. 205302.
- A27. Exciton-Polariton Gap Solitons in Two-Dimensional Lattices / E. A. Cerda-Méndez, D. Sarkar, D. N. Krizhanovskii [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 146401.
- A28. Гаврилов, С. С. Параметрическое рассеяние в системе квазидвумерных экситонных поляритонов при фотовозбуждении вблизи дна верхней поляритонной ветви / С. С. Гаврилов, С. Г. Тиходеев // *Письма в ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 94. — С. 690.
- A29. Спектроскопия околосконденсатных мод в системе экситон-поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе / С. С. Гаврилов, С. И. Новиков, В. Д. Кулаковский [и др.] // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — Т. 101. — С. 9.
- A30. Transient optical parametric oscillations in resonantly pumped multistable cavity polariton condensates / A. S. Brichkin, S. G. Tikhodeev, S. S. Gavrilov [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 125155.
- A31. Demenev, A. A. Stimulated parametric polariton-polariton scattering in GaAs microcavities with a shallow polariton band under resonant excitation of exciton mode / A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 085305.
- A32. Деменев, А. А. Стимулированное параметрическое поляритон-поляритонное рассеяние и динамическая бозе-эйнштейновская конденсация поляритонов в GaAs микрорезонаторах при возбуждении в области экситонного резонанса / А. А. Деменев, С. С. Гаврилов, В. Д. Кулаковский // *Письма в ЖЭТФ.* — 2012. — Т. 95. — С. 42.
- A33. Мультистабильность оптического отклика системы квазидвумерных экситонных поляритонов / С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, В. Д. Кулаковский // *ЖЭТФ.* — 2010. — Т. 137. — С. 943.
- A34. Demenev, A. A. Kinetics of stimulated polariton scattering in planar GaAs microcavities resonantly excited with a linearly polarized light / A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81. — P. 035328.

Цитированная литература

1. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity / C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69. — P. 3314.
2. Yamamoto, Y. Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics / Y. Yamamoto, T. Tassone, H. Cao. — Berlin : Springer, 2000. — ISBN: 3-540-67520-5.
3. Microcavities / A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, P. Laussy. — 2 edition. — New York : Oxford University Press, 2017. — ISBN: 978-0-19-878299-5.
4. Deng, H. Exciton-polariton Bose-Einstein condensation / Hui Deng, Hartmut Haug, Yoshihisa Yamamoto // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — P. 1489.
5. Келдыш, Л. В. Когерентные состояния экситонов / Л. В. Келдыш // *Усп. физ. наук.* — 2017. — Т. 187. — С. 1273–1279.
6. Elesin, V. F. Bose condensation of excitons in a strong electromagnetic field / V. F. Elesin, Yu. V. Kopaev // *Sov. Phys. JETP.* — 1973. — Vol. 36. — P. 767.
7. Quantum Degeneracy of Microcavity Polaritons / A. Baas, J.-Ph. Karr, M. Romanelli [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 176401.
8. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann [et al.] // *Nature.* — 2006. — Vol. 443. — P. 409.
9. Room-temperature Bose-Einstein condensation of cavity exciton-polaritons in a polymer / Johannes D. Plumhof, Thilo Stöferle, Lijian Mai [et al.] // *Nat. Mater.* — 2014. — Vol. 13. — P. 247.
10. Тимофеев, В. Б. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах / В. Б. Тимофеев // *ФТП.* — 2012. — Т. 46. — С. 865.
11. Carusotto, I. Quantum fluids of light / Iacopo Carusotto, Cristiano Ciuti // *Rev. Mod. Phys.* — 2013. — Vol. 85. — P. 299–366.
12. Coherent Oscillations in an Exciton-Polariton Josephson Junction / K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 120403.
13. Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids / G. Tosi, G. Christmann, N. G. Berloff [et al.] // *Nat. Commun.* — 2012. — Vol. 3. — P. 1243.

14. Realizing the classical XY Hamiltonian in polariton simulators / Natalia G. Berloff, Matteo Silva, Kirill Kalinin [et al.] // *Nat. Mater.* — 2017. — Vol. 16. — P. 1120.
15. Optical bistability in semiconductor microcavities / A. Baas, J. Ph. Karr, H. Eleuch, E. Giacobino // *Phys. Rev. A.* — 2004. — Vol. 69. — P. 023809.
16. Polarization Multistability of Cavity Polaritons / N. A. Gippius, I. A. She-lykh, D. D. Solnyshkov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 236401.
17. Жесткий режим возбуждения поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковых микрорезонаторах / Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, Л. В. Келдыш, В. Д. Кулаковский // *Усп. физ. наук.* — 2005. — Т. 175. — С. 327.
18. Ciuti, C. Theory of polariton parametric interactions in microcavities / C. Ciuti, P. Schwendimann, A. Quattropani // *Semicond. Sci. Technol.* — 2003. — Vol. 18. — P. S279.
19. Pitaevskii, L. Bose-Einstein Condensation and Superfluidity / L. Pitaevskii, S. Stringari. — New York : Oxford University Press, 2016. — ISBN: 978-0-19-875888-4.
20. Ultrafast tristable spin memory of a coherent polariton gas / R. Cerna, Y. Léger, T. K. Paraïso [et al.] // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2008.
21. All-optical polariton transistor / D. Ballarini, M. De Giorgi, E. Cancellieri [et al.] // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 1778.
22. Haken, H. Cooperative phenomena in systems far from thermal equilibrium and in nonphysical systems / H. Haken // *Rev. Mod. Phys.* — 1975. — Vol. 47. — P. 67–121.
23. Nonlinear dynamics of polariton scattering in semiconductor microcavity: Bistability vs. stimulated scattering / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii [et al.] // *Europhys. Lett.* — 2004. — Vol. 67. — P. 997.
24. Боголюбов, Н. Н. К теории сверхтекучести / Н. Н. Боголюбов // *Изв. АН СССР, сер. физ.* — 1947. — Т. 11. — С. 552–564.
25. Rate of blowup for solutions of the nonlinear Schrödinger equation at critical dimension / M. J. Landman, G. C. Papanicolaou, C. Sulem, P. L. Sulem // *Phys. Rev. A.* — 1988. — Vol. 38. — P. 3837–3843.
26. Dependence of stimulated scattering in semiconductor microcavities on pump power, angle, and energy / R. Butté, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68. — P. 115325.

27. Josephson effects in condensates of excitons and exciton polaritons / I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, G. Pavlovic, G. Malpuech // [Phys. Rev. B](#). — 2008. — Vol. 78. — P. 041302(R).
28. Macroscopic quantum self-trapping and Josephson oscillations of exciton polaritons / M. Abbarchi, A. Amo, V. G. Sala [et al.] // [Nat. Phys.](#) — 2013. — Vol. 9. — P. 275–279.
29. Influence of a nonradiative reservoir on polariton spin multistability / M. Wouters, T. K. Paraïso, Y. Léger [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2013. — Vol. 87. — P. 045303.
30. Polariton-polariton interaction constants in microcavities / M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2010. — Vol. 82. — P. 075301.
31. Microcavity polariton spin quantum beats without a magnetic field: A manifestation of Coulomb exchange in dense and polarized polariton systems / P. Renucci, T. Amand, X. Marie [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2005. — Vol. 72. — P. 075317.
32. Ikeda, K. Optical Turbulence: Chaotic Behavior of Transmitted Light from a Ring Cavity / K. Ikeda, H. Daido, O. Akimoto // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1980. — Vol. 45. — P. 709–712.
33. Experimental evidence of chaotic itinerancy and spatiotemporal chaos in optics / F. T. Arecchi, G. Giacomelli, P. L. Ramazza, S. Residori // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1990. — Vol. 65. — P. 2531–2534.
34. Lugiato, L. A. Spatial Dissipative Structures in Passive Optical Systems / L. A. Lugiato, R. Lefever // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1987. — Vol. 58. — P. 2209–2211.
35. Localized structures and spatiotemporal chaos: comparison between the driven damped sine-Gordon and the Lugiato-Lefever model / Michel A. Ferré, Marcel G. Clerc, Saliya Coulibally [et al.] // [Eur. Phys. J. D](#). — 2017. — Vol. 71. — P. 172.
36. Chaotic Josephson oscillations of exciton-polaritons and their applications / D. D. Solnyshkov, R. Johne, I. A. Shelykh, G. Malpuech // [Phys. Rev. B](#). — 2009. — Vol. 80. — P. 235303.
37. Panaggio, M. J. Chimera states: coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators / Mark J. Panaggio, Daniel M. Abrams // [Nonlinearity](#). — 2015. — Vol. 28. — P. R67.
38. Omel'chenko, O. E. The mathematics behind chimera states /

- O. E. Omel'chenko // [Nonlinearity](#). — 2018. — Vol. 31. — P. R121–R164.
39. Interactions and scattering of quantum vortices in a polariton fluid / Lorenzo Dominici, Ricardo Carretero-González, Antonio Gianfrate [et al.] // [Nat. Commun.](#) — 2018. — Vol. 9. — P. 1467.
40. Stationary Quantum Vortex Street in a Driven-Dissipative Quantum Fluid of Light / S. V. Koniakhin, O. Bleu, D. D. Stupin [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2019. — Vol. 123. — P. 215301.
41. Pigeon, S. Hydrodynamic nucleation of vortices and solitons in a resonantly excited polariton superfluid / S. Pigeon, I. Carusotto, C. Ciuti // [Phys. Rev. B.](#) — 2011. — Vol. 83. — P. 144513.
42. Kosterlitz, J. M. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems / J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless // [J. Phys. C.](#) — 1973. — Vol. 6. — P. 1181.
43. Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas / Zoran Hadzibabic, Peter Krüger, Marc Cheneau [et al.] // [Nature](#). — 2006. — Vol. 441. — P. 1118–1121.
44. Decay of the relative phase domain wall into confined vortex pairs: The case of a coherently coupled bosonic mixture / A. Gallemí, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, A. Recati // [Phys. Rev. A.](#) — 2019. — Vol. 100. — P. 023607.
45. Ultrafast Band-Gap Shift Induced by a Strain Pulse in Semiconductor Heterostructures / A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2006. — Vol. 97. — P. 037401.
46. Polariton Condensation in Dynamic Acoustic Lattices / E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, M. Wouters [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2010. — Vol. 105. — P. 116402.