Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 5(250). С. 1245–1249

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

К ВОПРОСУ О СПОНТАННОМ НАРУШЕНИИ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ В НЕРАВНОВЕСНОМ КОНДЕНСАТЕ ПОЛЯРИТОНОВ

Н. Н. Ипатов [а, б], *С. С. Гаврилов* [а, б, 1]

[а] Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия

[б] Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва

Рассматривается спинорный конденсат двумерных экситонных поляритонов, возбуждаемых резонансной электромагнитной волной. Предсказан неравновесный переход, при котором направление оптической поляризации конденсата изменяется на 90° по достижении пороговой амплитуды.

A spinor condensate of two-dimensional exciton polaritons driven by a resonant electromagnetic wave is considered. We predict a nonequilibrium transition at which the direction of optical polarization of the condensate is rotated by 90° on reaching a critical amplitude.

PACS: 03.75.Lm; 42.65.Pc; 71.36.+c

Экситоны представляют собой электрон-дырочные пары, подобные атому позитрония, которые образуются в результате поглощения фотонов в полупроводнике. Сильная связь экситонов и фотонов приводит к новым квазичастицам, называемым экситонными поляритонами. Известно, что двумерные поляритоны, локализованные в плоской квантовой яме, при возбуждении резонансной световой волной образуют когерентные состояния, которые можно исследовать в приближении среднего поля. Для этого используется модель, аналогичная уравнениям Гросса–Питаевского или Гинзбурга–Ландау, включающая, помимо обычных членов, внешний источник возбуждения [1, 2]. В эффективно бесспиновом (скалярном) случае соответствующее уравнение имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left(\hat{E} - i\gamma + V|\psi|^2\right)\psi + F(t), \tag{1}$$

где $\psi = \psi(\mathbf{r}, t)$ — комплексная амплитуда конденсата; $\hat{E} = \hat{E}(-i\hbar\nabla)$ — оператор энергии, отвечающий закону дисперсии поляритонов $E = E(\mathbf{p})$; γ — коэффициент затухания; $V > 0$ — константа парного взаимодействия; $F(t)$ — внешнее поле.

[1] E-mail: gavr_ss@issp.ac.ru

Отметим, что уравнения вида (1) иногда применяют и в обычной оптике [3], однако константа V в таких случаях считается комплексной или даже чисто мнимой, что соответствует нелинейному поглощению света в плотной среде; сами же уравнения (1) получаются путем адиабатического исключения атомных или электронных переменных. Но в пределе сильной экситон-фотонной связи отдельная электронная подсистема отсутствует, и уже нельзя говорить о поглощении или испускании ею фотонов. Диссипация (γ) теперь обусловлена только уходом энергии из плоскости квантовой ямы, т. е. недвумерностью реальной системы, в то время как взаимодействие частиц представляет собой *упругое* рассеяние, которое при низкой плотности можно рассматривать в приближении локального псевдопотенциала $H_{\text{int}} = (V/2)\int |\psi|^4 d^2\mathbf{r}$ полностью аналогично сверхпроводникам и конденсатам Бозе–Эйнштейна [4]. Это обстоятельство позволяет изучать свойства поляритонных конденсатов путем анализа спектров их элементарных возбуждений (боголюбовских мод).

Разумеется, уравнение (1) не сводится целиком к равновесному случаю; в частности, оно не обладает инвариантностью относительно сдвига фазы $\psi \mapsto \psi\, \mathrm{e}^{i\phi}$. Обычно фаза определяется внешним полем (по аналогии с простым диссипативным осциллятором), но в то же время отклик на внешнее поле может быть неоднозначным и в определенных условиях происходят переключения между ветвями альтернативных решений [5]. Благодаря сильной экситон-фотонной связи такие переходы оказываются исключительно быстрыми и хорошо управляемыми, привлекая заметный практический интерес [6]. Недавно было установлено, что как пространственная, так и спиновая симметрия неравновесного конденсата могут нарушаться спонтанно, что приводит к множеству новых коллективных явлений [2, 7]. В этой работе мы обсуждаем нарушение симметрии в сравнительно простой — пространственно-одномодовой системе, обладающей спиновыми степенями свободы. Полученные результаты связаны с определенным новым сценарием фазовых переходов и представляют собой развитие недавней работы [8].

Поляритоны со спинами (более точно: значениями проекции полного момента J_z), равными $+1$ и -1, соответствуют фотонам с правой и левой круговой поляризацией. Волновые уравнения для амплитуд ψ_+ и ψ_- запишем в виде

$$i\hbar\frac{\partial\psi_\pm}{\partial t} = \left(\hat{E} - i\gamma + V\psi_\pm^*\psi_\pm\right)\psi_\pm + \frac{g}{2}\psi_\mp + f_\pm\,\mathrm{e}^{-iE't/\hbar}, \tag{2}$$

где g — константа линейной связи спиновых компонент, которую в определенных пределах можно контролировать [1, 2], в то время как двухчастичное рассеяние поляритонов с противонаправленными спинами обычно пренебрежимо мало и в уравнениях не учитывается. Внешнее поле мы считаем плоской волной с нулевым планарным волновым числом k (так что ее направление падения перпендикулярно плоскости квантовой ямы) и энергией E', находящейся в некоторой близкой окрестности собственной энергии E поляритонов с нулевым k (величина E чуть меньше, чем ширина запрещенной зоны полупроводника). Всюду в дальнейшем мы будем полагать $f_+ = f_- = f$, так что уравнения (2) относительно ψ_+ и ψ_- строго одинаковы. Величину f можно считать вещественной без ограничения общности. В пространственно-одномодовом приближении ($k = 0$) следует искать решения вида $\psi_\pm(t) = \bar{\psi}_\pm\,\mathrm{e}^{-iE't/\hbar}$, что соответствует вынужденному режиму колебаний на частоте внешнего поля. Это приводит к следующей системе алгебраических уравнений относительно $\bar{\psi}_\pm$:

$$\left(D + i\gamma - V|\bar{\psi}_+|^2\right)\bar{\psi}_+ - \frac{g}{2}\bar{\psi}_- = f, \tag{3}$$

$$\left(D + i\gamma - V|\bar{\psi}_-|^2\right)\bar{\psi}_- - \frac{g}{2}\bar{\psi}_+ = f, \tag{4}$$

где $D = E' - E$ — отстройка частоты возбуждения от резонанса.

Самые очевидные решения уравнений (3), (4) обладают спиновой симметрией. Если положить $\bar{\psi}_+ = \bar{\psi}_-$, то из (3) или (4) следует, что

$$\frac{u}{2V}\left[\left(D - \frac{g}{2} - \frac{u}{2}\right)^2 + \gamma^2\right] = f^2, \tag{5}$$

где $u = 2V|\bar{\psi}_\pm|^2$. Нелинейность приводит к характерной S-образной зависимости u от f, в чем можно убедиться, заметив, что уравнение $df/du = 0$ имеет два вещественных корня при $D - g/2 > \sqrt{3}\gamma$. Нижняя устойчивая ветвь S-образной кривой прерывается в критической точке

$$f_0^2 = \frac{2}{27\,V}\left\{\left(D - \frac{g}{2}\right)^3 + 9\gamma^2\left(D - \frac{g}{2}\right) + \left[\left(D - \frac{g}{2}\right)^2 - 3\gamma^2\right]^{3/2}\right\}. \tag{6}$$

Также существуют [8] и асимметричные решения с $\bar{\psi}_+ \neq \bar{\psi}_-$, для которых в общем случае справедливо равенство

$$w^2 - (u - a)^2 = \gamma^2, \tag{7}$$

где

$$u = V\left(|\bar{\psi}_+|^2 + |\bar{\psi}_-|^2\right), \quad w = V|\bar{\psi}_+||\bar{\psi}_-|, \quad a = D + \frac{g}{2}. \tag{8}$$

Интервал u, в котором возможны эти решения, определяется из условия

$$0 < V(|\bar{\psi}_+|^2 - |\bar{\psi}_-|^2)^2 = u^2 - 4w^2 = u^2 - 4\left[(u - a)^2 + \gamma^2\right], \tag{9}$$

что дает $l_1 < u < l_2$, где

$$l_{1,2} = \frac{2}{3}(2a \mp \sqrt{a^2 - 3\gamma^2}). \tag{10}$$

Зная u, можно найти w согласно (7) и далее вычислить разность фаз спиновых компонент $\chi = \arg\bar{\psi}_+^*\bar{\psi}_-$ в асимметричном состоянии, поскольку [8]

$$\cos\chi = \frac{1}{w}\left(a - u + \frac{2\gamma^2}{2a - u}\right). \tag{11}$$

В свою очередь, величина u связана с f точным соотношением

$$\frac{1}{V}\left((2a - u)(D - u)^2 + \frac{\gamma^2(2D - u)^2}{2a - u}\right) = f^2, \tag{12}$$

сводящимся к уравнению четвертой степени.

Все симметричные решения уравнений (3), (4) неустойчивы в интервале $l_1 < u < l_2$, в чем можно убедиться, явно вычислив энергии соответствующих им элементарных возбуждений [8]. То обстоятельство, что боголюбовские моды имеют положительную мнимую часть собственной энергии, приводит к постепенному усилению даже *бесконечно малых* флуктуаций поля. Однако асимметричные решения, существующие при тех же самых значениях f, могут быть устойчивыми. В итоге спиновая симметрия неравновесного конденсата нарушается спонтанным образом.

В статье [8] была исследована ситуация, когда g и D принимают сопоставимые положительные значения и в несколько раз превосходят коэффициент затухания γ. В таком случае потеря симметрии может приводить к состояниям с высокой степенью циркулярной поляризации. Из (7) видно, что если γ мало, то одна из спиновых компонент практически исчезает около $u = a$. В этой области u можно пренебречь вторым членом в левой части (12), так что результаты практически не зависят от γ.

Существует, однако, еще одно семейство решений, которое сильно зависит от γ даже в пределе $\gamma/a \to 0$. В частности, видно, что если $u \to 2a$, то именно второй член в левой части (12) играет главную роль, а первый член исчезает. Заметим, что $l_2 \approx 2a - \gamma^2/a^2$ при $\gamma/a \to 0$ (см. (10)). Согласно (9) должно быть $u < l_2$, поэтому чистая сингулярность в (12) недостижима; тем не менее величина l_2 неограниченно приближается к особой точке $2a$ с уменьшением γ.

Определим интервал f, в котором существуют решения нового типа. В критических точках, где появляются или исчезают отдельные ветви решений, должно быть $df/du = 0$. Вычислим производную согласно (12) и сделаем подстановку $u = 2a - \varepsilon$; имеем

$$3\varepsilon^4 - 4\varepsilon^3(D+g) + \varepsilon^2\left[(D+g)^2 + \gamma^2\right] - \gamma^2 g^2 = 0. \tag{13}$$

Если $D \sim g > 0$ и $\gamma/g \ll 1$, то полином гарантированно обращается в нуль при $\varepsilon \gtrapprox \gamma g/(D+g)$. Соответствующее пороговое значение f^2 есть

$$f_1^2 \approx \frac{2\gamma g(D+g)}{V}. \tag{14}$$

Можно показать, что ε, будучи малой величиной уже в начальной точке $f = f_1$, далее с увеличением f только уменьшается вплоть до $\sim\gamma^2/a^2$ при $f^2 = ag^2/V$, где u принимает свое граничное значение l_2 и спиновая симметрия, наконец, восстанавливается, так что данная ветвь решений объединяется с ветвью (5). Такие решения устойчивы для всех $f > f_1$.

Примечательно, что с уменьшением γ порог (14) становится ниже, чем точка потери устойчивости симметричных решений f_0^2 (см. (6)), которая, очевидно, вообще не зависит от γ, если γ мало. Поэтому исходное нарушение спиновой симметрии при $f \gtrsim f_0$ может перевести конденсат прямо в состояние с $\varepsilon \sim \gamma$. Выясним, каковы поляризационные свойства этого состояния. Используем обычное определение $\psi_\pm = (\psi_x \mp i\psi_y)/\sqrt{2}$, из которого следует, в частности, что при $\psi_+ = \psi_-$ поляризация ориентирована вдоль оси $0x$, а при $\psi_+ = -\psi_-$ — вдоль оси $0y$. В случае $\varepsilon \sim \gamma$, согласно (11), получается $\cos\chi = -1$ с пренебрежимой поправкой порядка γ/a. Это означает, что спиновые компоненты находятся в противофазе, а согласно (7), они почти равны по абсолютной величине. Таким образом, поляризация конденсата после перехода остается линейной, но ее направление изменяется на $\pi/2$ (от оси $0x$ к $0y$).

Поскольку исходная модель инвариантна относительно перестановки спинов, все решения с нарушенной симметрией возникают попарно и выбор между ними является случайным. Очевидным примером служит дублет решений с правой и левой круговой поляризацией, обсуждавшийся в [8], но то же относится и к специальным решениям с $\psi_+ = -\psi_-$, о которых мы говорили выше. Два таких решения, переходящие друг в друга при замене $\psi_+ \leftrightarrow \psi_-$, имеют одинаковые поляризации, но противоположные *фазы*. Как следствие, однородный двумерный конденсат после нарушения симметрии распадается на пространственные домены, между которыми фаза скачком изменяется на π и образуются топологические возбуждения: темные солитоны и вихри [9]. Результаты настоящей работы, в частности, полученное выражение для критической амплитуды (14), позволяют более точно определить условия подобных переходов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 21-12-00368).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kavokin A. V., Baumberg J. J., Malpuech G., Laussy P.* Microcavities. 2nd ed. New York: Oxford Univ. Press, 2017.
2. *Гаврилов С. С.* Неравновесные переходы, хаос и химерные состояния в системах экситонных поляритонов // УФН. 2020. Т. 190, № 2. С. 137.
3. *Staliunas K., Sánchez-Morcillo V. J.* Transverse Patterns in Nonlinear Optical Resonators. Springer Tracts Mod. Phys. 2003. V. 183.
4. *Келдыш Л. В.* Когерентные состояния экситонов // УФН. 2017. Т. 187, № 11. С. 1273.
5. *Gippius N. A., Shelykh I. A., Solnyshkov D. D., Gavrilov S. S., Rubo Y. G., Kavokin A. V., Tikhodeev S. G., Malpuech G.* Polarization Multistability of Cavity Polaritons // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 236401.
6. *Cerna R., Léger Y., Paraïso T. K., Wouters M., Morier-Genoud F., Portella-Oberli M. T., Deveaud B.* Ultrafast Tristable Spin Memory of a Coherent Polariton Gas // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 2008.
7. *Gavrilov S. S.* Polariton Chimeras: Bose–Einstein Condensates with Intrinsic Chaoticity and Spontaneous Long-Range Ordering // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 033901.
8. *Gavrilov S. S.* Spin Oscillations of a Single-Mode Polariton System Driven by a Plane Wave // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 045304.
9. *Gavrilov S. S.* Spontaneous Formation of Vortices and Gray Solitons in a Spinor Polariton Fluid under Coherent Driving // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 104307.

Получено 31 января 2023 г.