

Новые структуры в бинарных бозе-конденсатах, наблюдаемые в численных экспериментах

В.П. Рубан

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

XXX Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике
Москва, 20-21 декабря 2021 г.

- [1] Капиллярная плавучесть капли [В.П. Рубан, Письма в ЖЭТФ 113(12), 848 (2021)].
- [2] Пузыри с присоединенными квантовыми вихрями [В.П. Рубан, ЖЭТФ 160(6), 912 (2021)].
- [3] Неустойчивости заполненного вихря [В.П. Рубан, Письма в ЖЭТФ 113(8), 539 (2021)].

Многокомпонентные бозе-конденсаты состоят из различных химических (щелочных) элементов, либо из различных изотопов одного и того же элемента, либо из одинаковых изотопов в двух различных внутренних (сверх-тонких) квантовых состояниях.

Параметры нелинейных взаимодействий между волнами материи, будучи пропорциональными соответствующим длинам рассеяния, могут иногда изменяться в широких пределах (с помощью резонансов Фешбаха).

В частности, достаточно сильное перекрестное отталкивание между двумя видами атомов приводит к пространственному разделению конденсатов и наличию эффективного поверхностного натяжения на доменных стенках между фазами. Подобная сегрегация лежит в основе многих интересных структур и явлений (пузыри, сложные текстуры во вращающихся бинарных конденсатах, квантовые аналоги классических гидродинамических неустойчивостей, вихри с заполненной сердцевинкой, и т. д).

В этом докладе будут представлены ранее неизвестные структуры, обнаруженные в недавних численных экспериментах.

Чтобы увидеть суть явления, рассмотрим наиболее простую ситуацию, когда $m_1 = m_2 = m$. Сюда же приближенно относится и случай малой разницы в массах изотопов, как, например, ^{85}Rb и ^{87}Rb . Пусть осесимметричная гармоническая ловушка характеризуется поперечной частотой ω_{\perp} и анизотропией $\lambda = \omega_{\parallel}/\omega_{\perp}$. Выбирая масштаб $\tau = 1/\omega_{\perp}$ для времени, $l_{\text{tr}} = \sqrt{\hbar/\omega_{\perp}m}$ для длины, и $\varepsilon = \hbar\omega_{\perp}$ для энергии, запишем уравнения движения для волновых функций $A(r, t)$ и $B(r, t)$,

$$i\dot{A} = -\frac{1}{2}\nabla^2 A + [V(x, y, z) + g_{11}|A|^2 + g_{12}|B|^2] A, \quad (1)$$

$$i\dot{B} = -\frac{1}{2}\nabla^2 B + [V(x, y, z) + g_{21}|A|^2 + g_{22}|B|^2] B, \quad (2)$$

где $V = (x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2)/2$ — потенциал ловушки, $g_{\alpha\beta}$ — симметричная матрица нелинейных взаимодействий (с положительными элементами в интересующем нас случае). Физически взаимодействия определяются длинами рассеяния $a_{\alpha\beta}$:

$$g_{\alpha\beta}^{\text{phys}} = 2\pi\hbar^2 a_{\alpha\beta} (m_{\alpha}^{-1} + m_{\beta}^{-1}). \quad (3)$$

Без ограничения общности $g_{11} = 1$. Тогда сохраняющиеся числа захваченных атомов

$$N_1 = \frac{l_{\text{tr}}}{4\pi a_{11}} \int |A|^2 d^3r = (l_{\text{tr}}/a_{11})n_1, \quad N_2 = \frac{l_{\text{tr}}}{4\pi a_{11}} \int |B|^2 d^3r = (l_{\text{tr}}/a_{11})n_2. \quad (4)$$

В реальных экспериментах $(l_{\text{tr}}/a_{11}) \sim 10^2\text{--}10^3$. Характерные значения $n_{1,2} \sim 10^2\text{--}10^4$, что соответствует безразмерным значениям химического потенциала $\mu \sim 10\text{--}40$.

Условие разделения фаз есть $g = (g_{12} - \sqrt{g_{11}g_{22}}) > 0$. Коэффициент поверхностного натяжения

$$\sigma = \min \int_{(a_1, 0)}^{(0, b_2)} \sqrt{[(da)^2 + (db)^2]} \sqrt{2ga^2b^2 + (\sqrt{g_{11}}a^2 + \sqrt{g_{22}}b^2 - \tilde{\mu})^2} = \tilde{\mu}^{3/2} F(g, g_{11}, g_{22}), \quad (5)$$

где интеграл берется по произвольной кривой от точки $a_1 = \tilde{\mu}^{1/2} g_{11}^{-1/4} \equiv |A_0|$, $b_1 = 0$, до точки $a_2 = 0$, $b_2 = \tilde{\mu}^{1/2} g_{22}^{-1/4} \equiv |B_0|$. В случае $g \ll 1$ оптимальная траектория проходит вблизи эллипса $\sqrt{g_{11}}a^2 + \sqrt{g_{22}}b^2 = \tilde{\mu}$, а само значение $\sigma \sim \tilde{\mu}^{3/2} \sqrt{g}$. В пространстве имеется переходный слой между фазами с шириной $w \sim 1/(|A_0| \sqrt{g})$.

В отличие от привычных несжимаемых жидкостей, зависимость поверхностного натяжения от фоновой плотности ($\sigma \propto \rho_{\text{eq}}^{3/2}$) здесь весьма существенна.

Численное моделирование ориентировалось в основном на смеси ^{85}Rb - ^{87}Rb , где $a_{22} \approx 100a_0$, $a_{12} \approx 200a_0$ (a_0 – боровский радиус), тогда как a_{11} можно менять в пределах $50a_0$ – $900a_0$ с помощью магнитного резонанса Фешбаха. Поэтому у нас типично $g_{12} = 2g_{22}$ (но если первой компонентой считать ^{87}Rb , тогда $g_{12} = 2$). Для $g_{22} \leq 1$ брались различные значения.

1. Капиллярная плавучесть капли

Крупномасштабная динамика поверхности раздела в сегрегированном бинарном конденсате во многом подобна динамике пузырей/капель в классической механике несмешивающихся идеальных жидкостей. По аналогии можно предположить возможность плавания плотной капли конденсата B на поверхности менее плотного конденсата A . В отличие от несжимаемых жидкостей, равновесный профиль компоненты A сильно неоднороден в пространстве,

$$|A_0|^2 \approx [\mu - V(x, y, z)] \equiv \mu \rho_{\text{eq}}(r). \quad (6)$$

Вблизи поверхности Т-Ф плотности линейно зависят от глубины: $|A_0|^2 \approx c\zeta$, $|B_0|^2 \approx c\zeta/g_{22}$. Поэтому максимально возможный размер капли L оценивается из условия баланса давлений,

$$(cL)^{3/2}/L \sim (1/g_{22} - 1)(cL)^2 \quad \implies \quad L \sim c^{-1/3}(1/g_{22} - 1)^{-2/3}.$$

Здесь капиллярная флотация впервые продемонстрирована в рамках связанных уравнений Гросса-Питаевского (1)-(2). Поверхность Томаса-Ферми имеет вид сплюснутого либо вытянутого эллипсоида, и поэтому эффективная потенциальная энергия капли зависит не только от локально вертикального отклонения ее центра масс, но и от позиции на эллипсоиде. В результате капля может при своем плавании совершать осцилляции по “широтной” координате эллипсоида. В зависимости от параметров системы, минимум горизонтальной потенциальной энергии может достигаться как на полюсах, так и на экваторе эллипсоида. Численные примеры показаны далее.

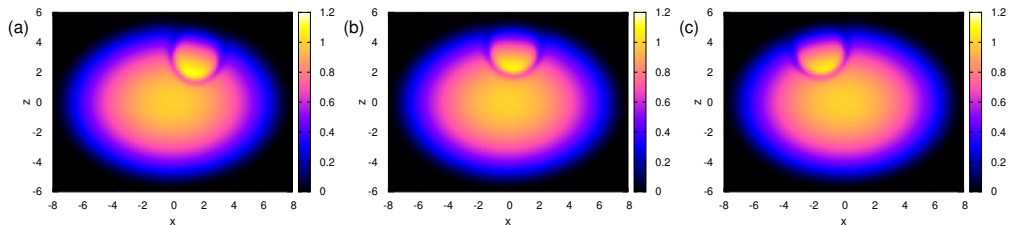


Figure 1: Численный пример плавающей тяжелой капли. Показана отнормированная на μ суммарная плотность двух конденсатов в плоскости симметрии $y = 0$ в моменты времени: а) $t = 500$; б) $t = 600$; в) $t = 700$. В данном случае капля совершает медленные колебания около полюса, причем рисункам а) и в) соответствуют примерно крайние ее отклонения. Значения параметров: $\lambda = 1.4$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.7$, $g_{12} = 1.4$, $n_1 = 1282.4$, $n_2 = 37.1$, $\mu = 30$.

Рис. 1 иллюстрирует случай, когда устойчивыми положениями капли на эллипсоиде оказываются полюса. Здесь она совершает медленные колебания относительно верхней точки. Следует упомянуть, что капля с большей массой ($n_2 = 45$) уже не способна держаться на поверхности и вместо этого совершает сложные движения внутри эллипсоида, иногда ненадолго задерживаясь вблизи поверхности.

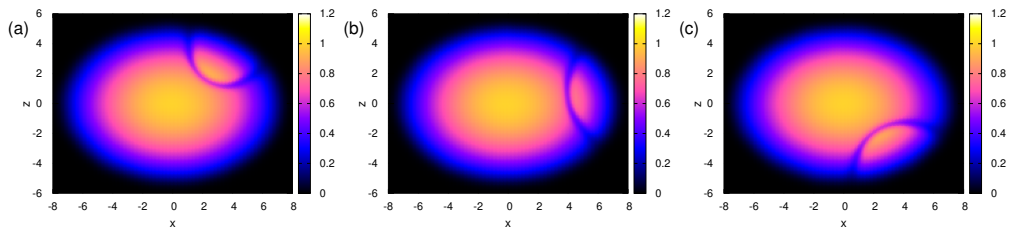


Figure 2: Численный пример более крупной и подвижной, чем на Рис. 1, но не столь плотной капли, совершающей колебания около экватора. Моменты времени: а) $t = 680$; б) $t = 700$; в) $t = 720$. Рисунок а) и в) соответствуют примерно крайние отклонения. Значения параметров: $\lambda = 1.4$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.8$, $g_{12} = 1.6$, $n_1 = 1270.8$, $n_2 = 50.2$, $\mu = 30$.

Рис. 2 соответствует меньшей по сравнению с первым примером относительной разнице в плотностях двух фаз. Здесь имеет место ситуация, когда эффективная потенциальная энергия плавучей капли достигает локального минимума на экваторе. В этом примере капля довольно большая и при своем движении заметно деформируется.

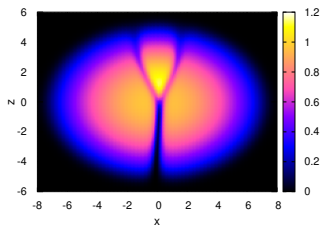


Figure 3: Численный пример плавучей капли с присоединенным к ней квантованным вихрем (в момент времени $t = 300$). Значения параметров: $\lambda = 1.4$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.8$, $g_{12} = 1.6$, $n_1 = 1275.5$, $n_2 = 28.9$, $\mu = 30$.

Интересно отметить, что капля может оставаться на плаву также и при наличии присоединенного к ней квантованного вихря, пронизывающего первую компоненту. В примере на Рис.3 капля не тонет даже несмотря на то, что вихрь создает дополнительную тянущую “вниз” силу. Более массивная капля с $n_2 = 49.0$ в аналогичных обстоятельствах совершает повторяющиеся движения вверх-вниз вдоль вихря от полюса к полюсу сквозь весь конденсат (не показано).

2. Пузыри с присоединенными квантовыми вихрями

Рассмотрев в предыдущем примере присоединенный к капле квантовый вихрь, мы подошли ко второму разделу доклада.

В приблизительно сферической гармонической ловушке асимметрия коэффициентов $g_{11} \neq g_{22}$ создает стабильную фоновую конфигурацию типа “ядро-мантия”. Присутствие устойчиво захваченного безвихревого “ядра” в центре, в сочетании с поверхностным натяжением между компонентами, стремится стабилизировать вихревые нити, если они присоединены к подобному пузырю снаружи и пронизывают мантию (см. Рис.4 в качестве примера).

Число (выходящих) вихрей всегда равно числу (входящих) антивихрей. Каждый вихрь или антивихрь типично сохраняет свою индивидуальность и направлен приблизительно вдоль локального радиуса. Благодаря взаимодействиям вихри находятся в поперечном движении, простом или сложном. Но иногда два присоединенных вихря (один входящий и один выходящий) могут динамически спариться, затем оторваться от пузыря и, наконец, образовать отдельную вихревую нить. Однако, при таком сценарии вихревая пара должна преодолеть “потенциальный барьер”, обусловленный поверхностным натяжением. Для относительно больших пузырей и малого числа вихрей такие процессы случаются весьма редко. Поэтому структуры данного типа способны существовать на протяжении тысяч временных единиц ловушки, как показывают наши численные эксперименты. Мы также увидим далее, что динамика становится все более сложной при увеличении числа присоединенных вихрей.

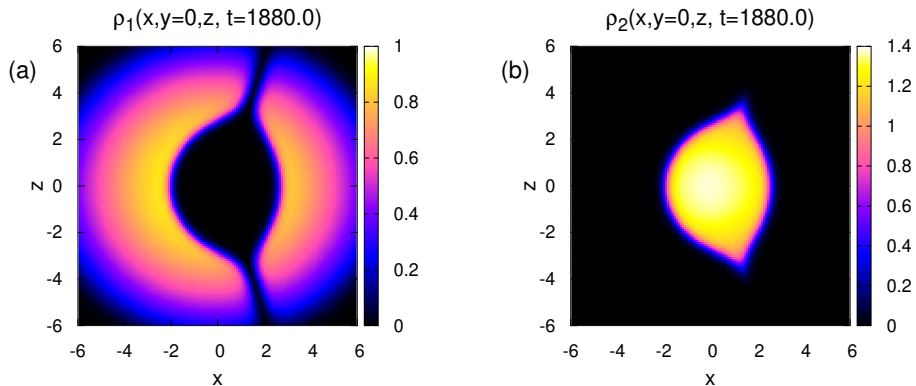


Figure 4: Численный пример долгоживущего захваченного конденсатного пузыря с одной парой присоединенных вихревых нитей. Показаны отнормированные плотности обеих компонент конденсата в сечении $y = 0$: а) “мантия”; б) “ядро”. Переходный слой между облаками довольно резкий. Конфигурация медленно вращается вокруг оси z , с наложенными колебаниями поверхности раздела, и показана в тот момент времени, когда оба вихря лежат в плоскости $y = 0$. В этом численном эксперименте $\lambda = 1.1$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.6$, $g_{12} = 1.2$, $n_1 = 1521.8$, $n_2 = 175.8$, и $\mu_1 = 30$.

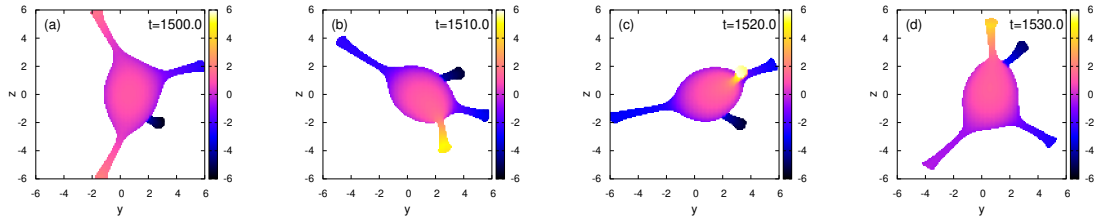


Figure 5: Долгоживущий нестационарный пузырь с двумя парами присоединенных вихрей. Цветная шкала соответствует x -координате тех точек численной решетки, которые являются ближайшими к поверхности, определяемой уравнением $\rho_1(r, t) = 0.5\rho_{1\text{eq}}(r)$. Показаны только точки внутри области $\rho_{1\text{eq}}(r) > 0.2$, и поэтому внешние концы нитей “отсечены”. В этом численном эксперименте структура не просто вращается вокруг зависящей от времени мгновенной оси (не сонаправленной с осью z), но также подвержена медленным деформациям. Параметры: $\lambda = 1.1$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.6$, $g_{12} = 1.2$, $n_1 = 1552.2$, $n_2 = 117.9$, $\mu_1 = 30$.

Поведение становится нетривиальным, начиная с двух пар присоединенных вихрей. Пример показан на Рис.5, где форма эффективной (внутренней) границы первой компоненты представлена для нескольких моментов времени. В данном случае движение напоминает какое-то гимнастическое представление с кувырками. Разумеется, более “спокойные” режимы также возможны, когда приблизительно стационарная конфигурация вращается вокруг оси z , аналогично предыдущему примеру.

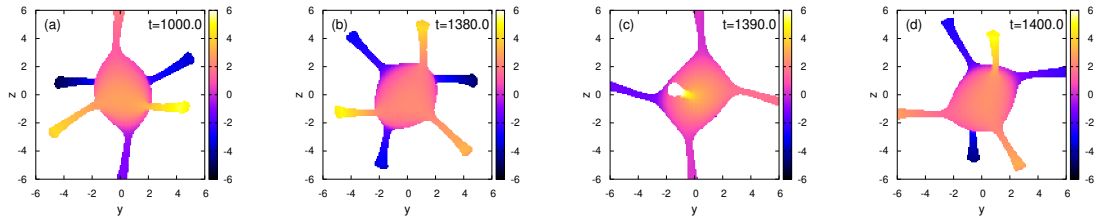


Figure 6: Регулярно вращающийся пузырь с тремя парами присоединенных вихрей. Параметры: $\lambda = 1.1$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.8$, $g_{12} = 1.6$, $n_1 = 1503.3$, $n_2 = 141.7$, $\mu_1 = 30$. Изначально вихри были ориентированы примерно вдоль трех декартовых осей. Мгновенная ось вращения медленно прецессирует вокруг z -направления.

В зависимости от параметров и начальных условий, три и более пары присоединенных вихрей демонстрируют как регулярную динамику, так и весьма драматичную и неустойчивую. Регулярная динамика соответствует простейшему случаю, когда симметричный пучок из нескольких вихрей находится в примерно стационарном вращении вокруг оси z , а также чуть более нетривиальному случаю, когда вращение происходит вокруг прецессирующей мгновенной оси (см. Рис.6 как пример). Спокойные режимы характерны для достаточно больших значений поверхностного натяжения, например при $g_{22} = 0.8$, $g_{12} = 1.6$.

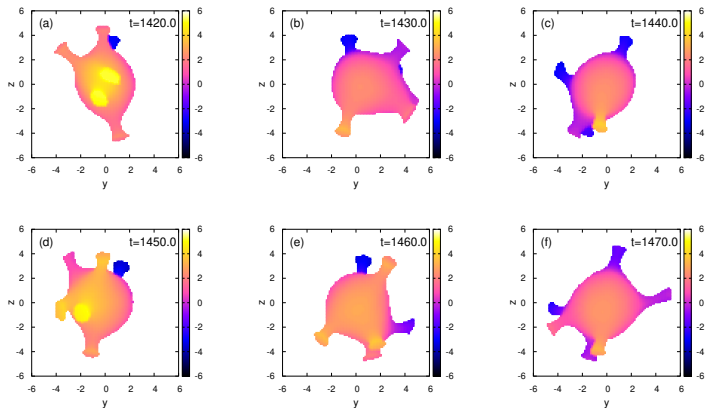


Figure 7: Нестационарный пузырь с тремя парами присоединенных вихрей. Параметры: $\lambda = 1.1$, $g_{11} = 1.0$, $g_{22} = 0.5$, $g_{12} = 1.0$, $n_1 = 332.5$, $n_2 = 145.7$, $\mu_1 = 18$. В этом примере динамика вихрей довольно быстрая и драматичная, тогда как числа частиц относительно невелики.

Напротив, при $g_{22} = 0.5, 0.6$ пузырь-вихревые комплексы часто ведут себя нерегулярно, так что взаимное расположение вихрей изменяется во времени сложным и по-видимому непредсказуемым образом. Пример последовательности изменений для пузыря с тремя парами присоединенных вихрей представлен на Рис.7.

3. Неустойчивости заполненного вихря

Интересными когерентными структурами являются заполненные вихри, когда имеется квантованный вихрь кратности $Q = 1, 2, 3, \dots$ в одной из компонент конденсата, и при этом сердцевина данного вихря представляет собой потенциальную яму для другой (“светлой”) компоненты. Равновесный профиль ямы определяется самосогласованным образом и может очень сильно отличаться от профиля “пустого” вихря в однокомпонентном конденсате. Главное различие — существенно бо́льшая ширина кора. Линейная устойчивость таких трехмерных конфигураций исследовалась в работе [S. Hayashi, M. Tsubota, and H. Takeuchi, Phys. Rev. A **87**, 063628 (2013)], где был обнаружен ряд неустойчивостей и приведены численные примеры перехода к нелинейным стадиям. Кроме того, заполненные вихри с достаточно большими значениями $Q \sim 10 \dots 30$ в захваченных конденсатах моделировались численно с целью демонстрации квантовой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в конечных системах. Но, вообще говоря, проблема изучена пока далеко не всесторонне. Целью данной работы является упрощенное по сравнению с [Phys. Rev. A **87**, 063628 (2013)] рассмотрение двух главных неустойчивостей — продольной неустойчивости “сосисочного” типа, а также поперечной неустойчивости (типа Кельвина-Гельмгольца). Будет показано, что обе неустойчивости управляются одним параметром, и что при умеренных значениях $Q \lesssim 5$ имеется устойчивая область между ними.

Пусть, для определенности, A будет вихревой компонентой, B — светлой компонентой. В зависимости от количества светлой компоненты, вихрь может находиться в различных режимах. Если количество светлой компоненты настолько мало, что радиус R сердцевинки вихря незначительно отличается от толщины переходного слоя w , то в динамическом смысле вихрь продолжает оставаться эффективно одномерным объектом. Здесь будут рассмотрены те эффекты, которые проявляются при $R \gg w$, когда в системе возбуждаются степени свободы, связанные с отличием формы поперечного сечения от равновесной циркулярной. Вместо одномерного объекта – вихревой нити, мы в этой ситуации имеем, по сути, двумерную поверхность искаженного цилиндра, которая разделяет два конденсата. Типичные скорости движения при этом существенно меньше скорости звука. Поэтому имеется аналогия с заполненным цилиндрическим вихрем в классической гидродинамике двух несмешивающихся идеальных жидкостей (с постоянными плотностями $\rho_{\text{in}} = \tilde{\mu}/\sqrt{g_{22}}$ и $\rho_{\text{out}} = \tilde{\mu}/\sqrt{g_{11}}$, поверхностным натяжением σ и циркуляцией $\Gamma = 2\pi\tilde{\Gamma}$). В стационарном состоянии внутренняя жидкость покоится, а внешняя имеет азимутальную скорость $v_\phi = \tilde{\Gamma}/\sqrt{x^2 + y^2}$.

Для подобного классического заполненного вихря известны два типа неустойчивостей, в зависимости от величины параметра $\Xi = \sigma R / (\rho_{\text{out}} \tilde{\Gamma}^2)$. Во-первых, при $\Xi > 1$ развивается трехмерная продольная неустойчивость “сосисочного” типа. Ее происхождение легко понять, записав эффективную потенциальную энергию \mathcal{U} осесимметричных движений (сумму поверхностной энергии и кинетической энергии азимутального течения во внешней области) в терминах канонической переменной $S(z) = r^2(z)/2$, пропорциональной площади поперечного сечения:

$$\mathcal{U}\{S(z)\} = \pi \int \left[2\sigma \sqrt{2S + S'^2} - \rho_{\text{out}} \tilde{\Gamma}^2 \ln(\sqrt{2S}/R) \right] dz. \quad (7)$$

Именно при $\Xi > 1$ данный функционал в квадратичном по отклонениям $s = (S - R^2/2)$ приближении имеет отрицательный коэффициент на достаточно малых волновых числах k_z .

Во-вторых, поскольку имеется тангенциальный разрыв скорости течения на границе вихря, то в игру может вступить неустойчивость типа Кельвина-Гельмгольца. Рассмотрение линеаризованных консервативных уравнений, описывающих чисто двумерные малые возмущения поперечного сечения классического заполненного вихря, приводит к закону дисперсии для азимутальных мод в виде

$$\omega_m = \frac{\tilde{\Gamma}}{R^2(1 + \rho)} \left\{ m + \sqrt{(1 + \rho)|m| - \rho m^2 + (1 + \rho)\Xi|m|(m^2 - 1)} \right\}, \quad (8)$$

где $\rho = \rho_{\text{in}}/\rho_{\text{out}}$, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. При достаточно малых $\Xi < \Xi_c(\rho)$ выражение под корнем может принимать отрицательные значения. При этом оказываются неустойчивыми несколько мод с номерами $1 < m_{\text{min}} \leq |m| \leq m_{\text{max}}$. Например, при равных плотностях $\Xi_c(1) = 1/15$, причем мода с $m = 2$ остается устойчивой.

Из сравнения условий обеих неустойчивостей видно, что имеется также “окно устойчивости” $\Xi_c(\rho) < \Xi < 1$.

Аналогия между бинарным конденсатом и двухжидкостной классической системой подсказывает, что похожие неустойчивые и устойчивые режимы должны существовать и для кратного вихря в конденсате, в зависимости от параметра $\sigma R / (\rho_{\text{out}} Q^2) \sim \sqrt{g\mu} R / Q^2$. Разумеется, полного соответствия ожидать не приходится, хотя бы ввиду конечной толщины переходного слоя. Чтобы подтвердить эти соображения, автором было проведено численное моделирование системы эволюционных уравнений (1)-(2) при значениях параметров $g_{11} = g_{22} = 1$, $\lambda = 0$ и нескольких малых значениях $g = 0.01, 0.02, 0.05, 0.10$. Поперечный удерживающий потенциал был оставлен, чтобы ослабить влияние боковых граничных условий на динамику сердцевины вихря.

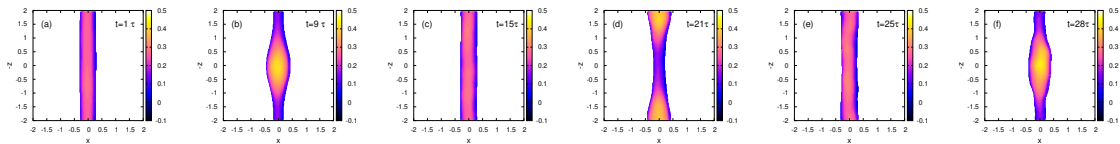


Figure 8: Пример развития “сосисочной” неустойчивости заполненного вихря и возврата к слабозмущенному состоянию. Цветом показана y -координата условной границы раздела. Значения параметров: $Q = 1$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.7/25.8$. Искажения постепенно накапливаются, но в замедляющемся темпе.

На Рис. 8 приведен пример развития не слишком сильной сосисочной неустойчивости. В силу инерционности процесса, “пузырь” на вихре собирается и распадается несколько раз.

Если начальную конфигурацию задать сразу с утолщением на вихре (и с приблизительно нулевой полоидальной скоростью), то такой пузырь может в течение довольно долгого времени сохранять свою идентичность, оставаясь в относительно неизменной форме, близкой к экстремали функционала (7) при дополнительном ограничении $\int Sdz = const$ (не показано). При достаточно сильном среднем заполнении такие структуры во многом похожи на представленные выше пузыри с присоединенными вихрями.

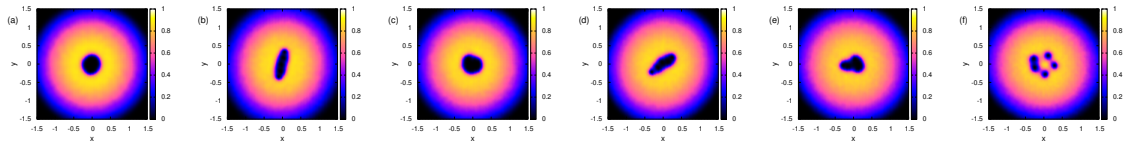


Figure 9: Пример развития поперечной неустойчивости заполненного вихря. Цветом показана перемасштабированная плотность вихревой компоненты в сечении $z = 0$ в моменты времени: а) $t = 1\tau$, б) $t = 6\tau$, в) $t = 9\tau$, д) $t = 12\tau$, е) $t = 16\tau$, ф) $t = 28\tau$. Значения параметров: $Q = 5$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.0/24.8$.

На Рис. 9 проиллюстрировано развитие поперечной неустойчивости. В данном примере наиболее неустойчивой оказалась мода с $m = 2$, что расходится с предсказанием классической модели. Причиной этого, по всей видимости, является не слишком большое отношение R/w . Здесь самое существенное отличие от предыдущего примера – использование достаточно большого заряда вихря $Q = 5$ с целью уменьшения параметра $\sqrt{g\mu}R/Q^2$. Сечение вихря сначала из круглого становится эллиптическим, затем снова приблизительно круглым, после чего опять вытягивается и потом приобретает неправильную форму. На конечной стадии заполненный кратный вихрь превращается в пучок одинарных вихрей, которые в некоторых местах “склеены” светлой компонентой.

Для сравнения, в (не представленном здесь) случае с $Q = 4$ и примерно таким же радиусом R динамика оставалась устойчивой. Однако, при уменьшении параметра сегрегации до значения $g = 0.01$ и меньшем заполнении кора $N_2/N_1 \approx 0.7/25.7$ неустойчивость развивалась по качественно похожему сценарию также и с $Q = 4$.

Интересно отметить, что именно кратные заполненные вихри попадают в зону устойчивости, тогда как в однокомпонентном конденсате кратные вихри неустойчивы.

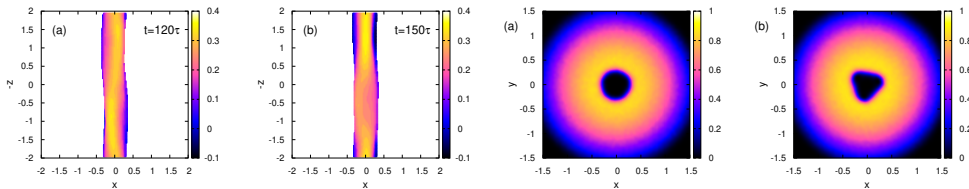


Figure 10: Когерентные структуры на нелинейной стадии поперечной неустойчивости. Значения параметров: $Q = 5$, $g = 0.05$, $N_2/N_1 = 1.4/24.6$. На двух правых рисунках показаны сечения вихря в плоскости $z = 0$, соответствующие моментам времени, представленным на двух левых рисунках.

При меньшем уровне надкритичности поперечная неустойчивость может приводить к спонтанному формированию долгоживущих трехмерных когерентных структур. На Рис. 10 приведены результаты численного эксперимента, в котором было увеличено заполнение вихря светлой компонентой по сравнению с Рис.9. Критический параметр при этом увеличился и приблизился к краю неустойчивой зоны, хотя и остался в ней. Наиболее неустойчивой оказалась мода с $m = 3$, в результате чего сечение вихря на большей его части стало представлять собой округлый треугольник. Параметры этого сечения (угол поворота за вычетом однородного равномерного вращения и отклонение от круглой формы) зависели от времени и продольной координаты.

Заключение

Таким образом, при численном моделировании бинарных бозе-конденсатов обнаружены новые структуры. Во-первых, это капли относительно более плотной компоненты, плавающие на "поверхности" менее плотной компоненты за счет эффективного поверхностного натяжения [1]. Во-вторых, это устойчиво стратифицированные конфигурации типа "ядро-мантия" при наличии одного или нескольких квантовых вихрей, пронизывающих "мантию" от поверхности Томаса-Ферми к "ядру" и обратно. Подобные системы вихрей демонстрируют интересную динамику [2]. Кроме того, основываясь на концепции эффективного поверхностного натяжения, проведена качественная аналогия между двумя неустойчивостями кратного квантового вихря с заполненной сердцевинной в бинарном конденсате и классическими неустойчивостями гидродинамического вихря, составленного из двух несмешивающихся жидкостей. Продольная "сосисочная" неустойчивость на нелинейной стадии способна формировать пузыри с парой присоединенных вихрей, тогда как поперечная неустойчивость типа Кельвина-Гельмгольца, нарушающая осевую симметрию, на нелинейной стадии может приводить к более сложным структурам. Обнаружено также параметрическое "окно устойчивости" между двумя этими неустойчивостями [3].

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!