

PACS numbers: 03.75.-b, 05.70.Fh, 64.60.Ht
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200806h.0633

Кинетика формирования бозе-конденсата и дальнего порядка

Ю.М. Каган

Бурно развивающаяся область исследований, связанная с ультрахолодными газами, открыла уникальную возможность изучения кинетики формирования бозе-конденсата и дальнего порядка. Решающим здесь является изолированность газа в магнитных и электрических ловушках от стенок и возможность наблюдать собственную эволюцию системы в реальном масштабе времени. Хотя первые теоретические публикации в этой области появились в начале 1990-х годов, но только в 2007 г. были опубликованы первые экспериментальные исследования временной эволюции дальнего порядка [1–2]. Между этими датами шло интенсивное изучение явления, и доклад посвящен анализу результатов и сложившихся представлений в этой области.

Возможность быстрого охлаждения за счет обрезания максвелловских хвостов позволяет изучать эволюцию с того момента, когда все корреляционные свойства газа являются чисто классическими и нет малейших следов конденсата. При этом кинетика происходит в условиях сохранения полной энергии и числа частиц в системе. Как выясняется, эволюция распадается на четыре этапа.

На первом этапе, описываемом кинетическим уравнением Больцмана, формируется поток частиц в энергетическом пространстве в сторону малых энергий. Когда частицы, образующие в равновесии конденсат, попадают в энергетический интервал, где кинетическая энергия меньше межчастичной энергии взаимодействия, начинают формироваться коллективные корреляции и кинетическое уравнение перестает работать (число частиц, пришедших в этот энергетический интервал, который называют обычно когерентным, сравнимо с полным числом частиц). Однако еще до этого, эволюция проходит через стадию, при которой все числа заполнения отдельных мод становятся много большими единицы. В этом случае, как показано в [3, 4], система адекватно описывается классическим бозе-полем, подчиняющимся нелинейному уравнению Шрёдингера в форме уравнения Гросса–Питаевского. Решение уравнения приводит к важному результату: в когерентном интервале оказываются подавленными флуктуации плотности и одночастичная матрица плотности зависит только от флуктуаций фаз. На этом этапе возникает особое квазиконденсатное состояние, в котором локальные свойства эквивалентны истинному конденсату, но дальний порядок отсутствует. Мгновенная картина газа фактически демонстрирует разбиение системы на квазиконденсатные области конечного размера. Каждая область обладает определенной фазой при полном отсутствии корреляции фаз между отдельными областями.

Такая картина определила предсказание, что эволюция на 3-м этапе должна сопровождаться возникновением вихревой структуры. Прямое численное решение нелинейного уравнения Шрёдингера [5] подтвердило предсказание, продемонстрировав появление на этом этапе вихревого клубка и его эволюцию во времени.

Заключительный этап характеризуется затуханием неравновесных флуктуаций регулярной фазы и релаксацией вихревой структуры. Этому соответствует увеличение размера квазиконденсатных областей, что эффективно эквивалентно возрастанию расстояния, на котором спадает матрица плотности, определяя тем самым эволюцию масштаба дальнего порядка [3, 4] (см. также [6]). Время установления дальнего порядка τ_L возрастает при увеличении размера области L . В зависимости от соотношения параметров $\tau_L \sim L^n$, где $n = 1-2$.

В докладе приводится подробный анализ и сопоставление с теорией экспериментальных результатов, найденных в [1, 2], в особенности временной эволюции формирования дальнего порядка [1]. Анализ базируется на развитой теории аналога эффекта Hanbury–Brown–Twiss для частиц в конфигурации "два источника – один детектор" в условиях эволюции неравновесной системы с трансформацией классических корреляций в квантовые [7]. Проводится качественное и количественное сопоставление экспериментальных результатов и предсказаний теории.

Список литературы

1. Ritter S et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 090402 (2007)
2. Hugbart M et al. *Phys. Rev. A* **75** 011602(R) (2007)
3. Kagan Yu, Svistunov B V *Phys. Rev. Lett.* **79** 3331 (1997)
4. Каган Ю, Свистунов Б В *Письма ЖЭТФ* **67** 495 (1998) [Kagan Yu, Svistunov B V *JETP Lett.* **67** 521 (1998)]
5. Berloff N G, Svistunov B V *Phys. Rev. A* **66** 013603 (2002)
6. Каган Ю, Свистунов Б В *ЖЭТФ* **105** 353 (1994) [Kagan Yu, Svistunov B V *JETP* **78** 187 (1994)]
7. Каган Ю (2008) (в печати)

PACS numbers: 05.30.Fk, **71.10.-w**, 74.20.Fg
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200806i.0633

Сверхтекучая ферми-жидкость в унитарном режиме

Л.П. Питаевский

1. Введение

Когда я выбирал тему доклада для этой сессии, посвященной 100-летию со дня рождения Ландау, мне захотелось рассказать о чем-нибудь, что удивило бы Ландау. Думаю, что недавно созданный физический объект — универсальная сверхтекучая ферми-жидкость — как нельзя лучше удовлетворяет этому требованию.

Как известно, Ландау не считал микроскопическую теорию жидкости проблемой, которой стоило заниматься. Приведу общеизвестную цитату из *Статистической физики* [1]: "В противоположность газам и твердым телам жидкости не допускают вычисления в общем виде термодинамических величин или хотя бы их температурной зависимости. Причиной является существование сильного взаимодействия между молекулами жидкости при отсутствии в то же время малости колебаний, придающей простой характер тепловому движению в твердых телах. Большая интенсивность молекулярного взаимодействия делает существенным для вычисления термодинамических величин знание конкретного закона взаимодействия, который различен для разных жидкостей".