

температурная зависимость свидетельствует о том, что этот процесс подвержен влиянию температуры при $T > 0,15$ К. Кроме того, тем же самым путем можно выявить флуктуации и их температурную зависимость. Плато ниже $0,15$ К существует благодаря квантовому туннелированию, когда нулевые колебания различных мод фононов начинают преобладать над тепловыми возбуждениями при существенно низких температурах.

Эти наблюдения могут быть объяснены, если предположить, что очень малые полукольца образуются в определенных местах, где скорость сверхтекучего потока максимальна, на шероховатостях непосредственно вблизи резких изгибов стенок щели. Эта точка зрения поддерживается в работах Воловика (1972 г.), Сониной (1982 г.) и Мюрхеда–Винена Доннели (1984 г.). Проблема может быть решена приближенно, и энергетический барьер рождения $E_a(v_s)$ можно оценить как функцию скорости сверхтекучей жидкости v_s . Скорость рождения частиц согласно результату, полученному впервые Гольданским (1959 г.) и затем независимо Аффлеком (1981 г.), позволяет связать частоту попыток $\omega_0/2\pi$ с температурой перехода T_q между температурным и квантовым режимами:

$$\hbar\omega_0 = 2\pi k_B T_q.$$

Скорость рождения и, следовательно, другие наблюдаемые величины в данной задаче можно оценить, если оценить еще один параметр, который прямо не определен, а именно, параметр кода a_0 малого вихря, лежащего вблизи стенки. Сравнение результатов вычислений и эксперимента дает значение $a_0 \approx 5\text{Å}$.

Влияние ^3He на критическую скорость проскальзывания фазы также представляется интересным для оценки величины скорости сверхтекучей жидкости в местах зарождения, что нельзя измерить напрямую. Детальные измерения критической скорости как функции температуры низкотемпературного конца квантового плато для концентраций примеси в диапазоне от $0,9 \cdot 10^{-9}$ до 10^{-7} приводят к величине локальной скорости сверхтекучей жидкости в местах зарождения в нашей щели равной 22 м/с, что согласуется с величиной, получаемой из расчетов при $a_0 = 5\text{Å}$.

Таким образом, картина механизма проскальзывания фазы на 2π следующая: 1) зарождение имеет место, когда создаются соответствующие условия, 2) только что созданный микроскопический вихрь движется в сверхтекучей жидкости по законам гидродинамики идеальной жидкости по крайней мере до тех пор, пока можно пренебречь трением нормальной компоненты сверхтекучей жидкости. Он растет в расходящемся потоке, преобразуя кинетическую энергию потенциального течения в энергию вихрей. Таким образом, квантомеханическая фаза испытывает изменение на 2π на всех возможных путях при переходе от одной стороны щели к другой, приводя в целом к уменьшению на $2\pi n$, где n — число поворотов фазы вдоль щели.

Этот сценарий принимает во внимание свойства проскальзывания фазы, температурную зависимость (выше $0,15$ мК) и независимость критической скорости от размеров конца щели. Другие явления, включая проскальзывания фазы, кратные 2π , при скоростях, которые могут быть меньше критической скорости зарождения для проскальзывания фазы на

2π , наблюдались также для больших размеров устья и для высоких частот резонатора Гельмгольца. Эти явления исследуются в настоящее время, но они не описываются данным механизмом и могут представлять переход от зародышеобразовательного режима к более общему с критической скоростью фейнмановского типа.

Список литературы

1. Avenel O, Varoquaux E J-A *Physica B* **197** 306 (1994)
2. Kapitza P L *Nature*, Jan. 8 (1938)

Перевел Д.В. Ефремов

PACS numbers: 67.57.-z; 67.57.Lm

Спиновые токи в сверхтекучей и нормальной ферми-жидкостях

И.А. Фомин

Явление сверхтекучести гелия, открытое П.Л.Капицей в 1937 г. вновь стало центром внимания в физике конденсированного состояния с начала 70-х годов. Произошло это в связи с открытием сверхтекучих фаз более легкого изотопа гелия — гелия-3. В отличие от гелия-4 атомы гелия-3 — фермионы, поэтому сверхтекучесть здесь возникает, как в сверхпроводниках, в результате куперовского спаривания. Происходит это при гораздо более низких, чем в гелии-4, температурах — порядка 1 мК.

Существенно новым по сравнению с обычными сверхпроводниками является то обстоятельство, что в гелии-3 куперовские пары имеют спин, равный 1 . Это отличие приводит к целому ряду нетривиальных свойств, в частности к тому, что конденсат таких пар может переносить спиновый ток, не связанный с потоком массы.

При спаривании со спином нарушается симметрия ферми-жидкости по отношению к поворотам всех спинов на произвольный угол. В результате основное состояние оказывается вырожденным по отношению к трем непрерывным параметрам (например, углам Эйлера), определяющим такой поворот. Точное вырождение имеет место, когда эти углы постоянны в пространстве. Существуют, однако, состояния жидкости, близкие к основному, в которых углы поворота медленно изменяются в пространстве. В таких состояниях текут токи, переносящие компоненты спина, сопряженные соответствующим углам. Эти токи стремятся восстановить однородность конденсата, а не термодинамическое равновесие, их вклад в перенос спина обратим и их обычно называют сверхтекучими спиновыми токами, чтобы отличить от переноса спина квазичастицами, который возможен и в нормальной фазе. В Институте физических проблем им. П.Л. Капицы А.С. Боровиком-Романовым, Ю.М. Буньковым, В.В. Дмитриевым и Ю.М. Мухарским были поставлены эксперименты, в которых обнаружены и исследованы явления, обусловленные спиновыми токами. В первой части доклада был дан обзор этих работ вместе с теоретическими представлениями, которые развивались параллельно автором доклада.

Характерным проявлением сверхтекучести в гелии-4 является термомеханический эффект, т.е. аномально

сильная реакция на неоднородность температуры. Аналогично этому спиновая сверхтекучесть проявляется в аномальной реакции гелия-3 на неоднородность магнитного поля. В условиях ЯМР-экспериментов неоднородность магнитного поля приводит к росту со временем разности фаз прецессии спина в разных точках занятого гелием объема. Эта разность аналогична разности фаз волновой функции конденсата в гелии-4, она порождает спиновые токи, которые перераспределяют спин по объему гелия. Если объем замкнутый, то в B -фазе гелия-3 в результате перераспределения образуется структура, состоящая из двух доменов [1–3]. В домене, расположенном в области относительно более сильных полей, намагниченность имеет равновесное значение, в другом домене она отклонена от равновесного направления на угол, равный $\arccos(-1/4)$. Вся структура прецессирует с одной и той же частотой, равной локальной ларморовской частоте в том месте, где находится стенка, разделяющая оба домена. В условиях импульсного ЯМР положение стенки определяется условием сохранения полной проекции намагниченности на направление магнитного поля. Условие отсутствия спиновых токов в стационарном состоянии приводит к тому, что во всем прецессирующем домене фаза прецессии постоянна. Это дает основание называть его "одномерно прецессирующим доменом". Сфазированная прецессия имеет место несмотря на неоднородность магнитного поля и такая прецессия наблюдается до тех пор, пока не срелаксирует вся структура. Сфазированная прецессия приводит к аномально долго живущему сигналу индукции в импульсных ЯМР-экспериментах с B -фазой. Разбиение однородной прецессии в He-В на домены было подтверждено прямыми экспериментами.

Релаксация двухдоменной структуры к равновесию осуществляется путем увеличения равновесного домена за счет прецессирующего, при этом доменная стенка перемещается со временем в сторону более слабых полей. Потери энергии можно скомпенсировать с помощью резонансного высокочастотного поля, как это делается при использовании непрерывного ЯМР. Таким способом можно поддерживать сфазированную прецессию практически бесконечно долго. Использование непрерывного ЯМР позволило упомянутой выше группе из Института им. П.Л. Капицы наблюдать также стационарное течение спина по каналу, соединяющему два объема гелия-3, в каждом из которых поддерживалась сфазированная прецессия [4]. Возникающий ток возрастал с увеличением разности фаз прецессии в двух объемах до тех пор, пока не достигал критического значения. При уменьшении длины и диаметра канала до размеров порядка эффективной длины когерентности наблюдался переход к эффекту Джозефсона для спинового тока — ток становился непрерывной периодической функцией разности фаз [5]. Двухдоменная структура аналогична расслоившейся во внешнем поле двухфазной системе. В такой системе существуют объемные и поверхностные колебательные моды [6]. Поверхностные колебания аналогичны гравитационным волнам на поверхности жидкости в поле тяжести. Как и в случае гравитационных волн зависимость частоты от волнового вектора — корневая. Вырождение прецессии по фазе приводит к существованию объемной бесцелевой моды. Оба типа колебаний наблюдались экспериментально [7].

Явления, характерные для сверхтекучих жидкостей, могут, при определенных условиях, наблюдаться также и в нормальных системах. В частности, согласно А.Ф. Андрееву [8], термомеханический эффект в гелии-4 может наблюдаться и выше лямбда-точки. Аналогичная ситуация имеет место и в гелии-3. Недавно тремя группами — в Японии (Осака) [9], США (Корнелльский университет) [10] и в России (ИФП им. П.Л. Капицы) [11] в различных экспериментах были обнаружены аномалии, указывающие на существование когерентно прецессирующей спиновой структуры также и в растворах гелия-3 в гелии-4, где растворенный гелий-3 образует нормальную ферми-жидкость. Аномалии наблюдались при температурах порядка и ниже одного милликельвина, т.е. в бесстолкновительной области. В этой области согласно анализу Леггетта [12] ферми-жидкостное взаимодействие приводит к возникновению недиссипативной компоненты у спинового тока. Теоретический и численный анализ уравнений спиновой динамики нормальной ферми-жидкости показал [13], что из-за этой компоненты в нормальной ферми-жидкости в условиях импульсного ЯМР в слабо неоднородном магнитном поле должна образовываться когерентно прецессирующая спиновая структура, также состоящая из двух доменов. В одном из доменов намагниченность параллельна, а в другом — антипараллельна полю. Из произведенного анализа следует, что аналогичная структура может возникать в жидком гелии-3 выше температуры перехода в сверхтекучее состояние, а также в нормальных металлах, где ферми-жидкость образуют электроны проводимости. Дальнейшее исследование спиновых токов и когерентно прецессирующих спиновых структур позволит лучше понять свойства взаимодействующих ферми-жидкостей как сверхтекучих, так и нормальных.

Список литературы

1. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма ЖЭТФ* **40** 256 (1984)
2. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М, Флахбарт К *ЖЭТФ* **88** 2025 (1985)
3. Фомин И А *Письма ЖЭТФ* **40** 260 (1984); *ЖЭТФ* **88** 2039 (1985).
4. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма ЖЭТФ* **45** 68 (1987)
5. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, де Ваард А, Дмитриев В В, Макроциева В, Мухарский Ю М, Сергацков Д А *Письма ЖЭТФ* **47** 400 (1988)
6. Фомин И А *Письма ЖЭТФ* **43** 134 (1986)
7. Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма ЖЭТФ* **45** 131 (1986)
8. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **59** 1819 (1970)
9. Akimoto H, Ishikawa O, Gong-Hun oh, Nakagawa M, Hata T, Kodama T *J. Low Temp. Phys.* **82** 295 (1991)
10. Nunes G (Jr), Jin C, Hawthorne D L, Putnam A M, Lee D M *Phys. Rev. B* **46** 9082 (1992)
11. Дмитриев В В, Мороз В В, Высоцкий А С, Заказов С Р (в печати)
12. Leggett A J *J. Phys. C* **3** 448 (1970)
13. Дмитриев В В, Фомин И А *Письма ЖЭТФ* **59** 352 (1994)