

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^3HeA

В.Л.Голо¹⁾, Е.И.Кац

Рассмотрен новый механизм рассеяния света в А-фазе сверхтекучего ^3He на флуктуациях анизотропии магнитной восприимчивости. Проведены оценки коэффициента экстинкции для такого механизма рассеяния на спиновых волнах.

1. Рассеяние света на спиновых волнах представляет большой интерес для изучения магнетиков. Оно позволяет лучше понять магнитооптические явления, представляет дополнительные возможности для проверки теоретических работ и требует виртуозной экспериментальной техники (см., например, обзор ¹⁾).

Существуют различные механизмы рассеяния света на спиновых волнах. В большинстве случаев речь идет о рассеянии на флуктуациях тензора диэлектрической проницаемости.

¹⁾ МГУ, механико-математический факультет.

Микроскопически этот механизм связан с электрическими дипольными переходами и потому соответствующее сечение $\propto (\omega/c)^4$, где ω — частота света, c — скорость света. Феноменологическая теория такого рассеяния, а также многочисленные экспериментальные следствия приведены в ¹. Другой интересный механизм рассеяния на спиновых волнах был предложен в ². В этой работе предполагалось, что магнитный момент насыщен и потому все влияние падающего света сводится к его повороту. При таком механизме сечение $\propto [(\gamma\omega)^2/c^4](\gamma - \text{гиромагнитное отношение})$ и потому соответствующий вклад обычно много меньше, чем обусловленный флуктуациями диэлектрической проницаемости.

Уникальными магнитными свойствами обладают интенсивно изучающиеся в последние годы сверхтекучие фазы He^3 . Естественно поэтому постановка вопроса о рассеянии в них света. В связи с этим важно изучение флуктуаций спина и параметра порядка в сверхтекучем ^3He . Эта задача рассматривалась в ³ в рамках проекционных операторов Мори. В отличие от ³ мы применяем метод Ландау и Лифшица гидродинамических флуктуаций ⁴, что позволяет, пользуясь уравнениями спиновой динамики Легета—Такаги ⁵, получить явные выражения для корреляционных функций и сделать конкретные численные оценки. Важно отметить, что связь флуктуаций параметра порядка с тензором диэлектрической проницаемости в сверхтекучем He^3 не известна и, в любом случае соответствующие коэффициенты пропорциональности аномально малы ⁶. Поэтому в изотропной B фазе He^3 фактически остается только рассеяние, связанное с поворотом вектора спина ². Существенно, что в анизотропной A фазе He^3 возможен новый механизм рассеяния световых волн длины \lesssim длины когерентности $\sim 10^{-5}$ см на флуктуациях тензора магнитной восприимчивости, которые прямо связаны с параметром порядка A -фазы:

$$\chi_{ij} = \chi_0 \delta_{ij} + \chi_1 d_i d_j, \quad (1)$$

где \mathbf{d} — единичный вектор спиновой анизотропии A -фазы. Микроскопически этот механизм связан с магнито-дипольным излучением, поэтому соответствующее сечение рассеяния так же как и для электрически-дипольного случая $\propto (\omega/c)^4$. Пользуясь симметрией уравнений Максвелла относительно электрических и магнитных явлений, мы можем сразу написать выражение для дифференциального по частоте коэффициента экстинкции:

$$\frac{dh}{d\omega} = \frac{\omega^4}{16\pi^2 c^4} \langle \delta\chi_{ij} \delta\chi_{mn} \rangle p_i p_m p'_j p'_n, \quad (2)$$

где $\delta\chi_{ij}$ — флуктуация тензора χ_{ij} , связанная с флуктуацией параметра порядка, p_i и p'_i — вектора поляризации (магнитного поля!) в падающей и рассеянной волне.

2. Спиновая динамика в сверхтекучем ^3He описывается уравнениями Легета — Такаги ⁵, которые для ^3He A имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} &= g_D (\mathbf{dl}) (\mathbf{d} \times \mathbf{l}) + K (\mathbf{d} \times \Delta \mathbf{d}) + D \Delta \mathbf{s}; \\ \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} &= \gamma^2 \chi_0^{-1} (\mathbf{s} \times \mathbf{d}) - \Gamma_{\parallel} (\mathbf{dl}) [\mathbf{d} \times [\mathbf{d} \times \mathbf{l}]], \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{s} — спин, \mathbf{l} — единичный вектор орбитальной анизотропии, g_D — константа диполь-дипольного взаимодействия, Γ_{\parallel} — ширина линии продольного ЯМР, K — константа упругости, D — коэффициент спиновой диффузии, введенный в ⁷. Для конкретности ограничимся рассмотрением конфигурации, в которой могут распространяться поперечные спиновые волны. А именно, пусть в лабораторной системе координат равновесный вектор спина направлен вдоль оси z , вектор \mathbf{l} — вдоль оси y , а вектор \mathbf{d} — лежит в плоскости $x-y$, составляя угол α с осью y . Тогда флуктуация сводится к изменению s и угла α . Кроме того предположим, что все переменные зависят только от координаты z и времени. Система (3) при этом при-

обретает следующий вид:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -g_D \delta\alpha + K \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta\alpha + D \frac{\partial^2}{\partial z^2} s, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \gamma^2 \chi_0^{-1} s - \Gamma_{\parallel} \delta\alpha.$$

Для вычисления корреляционных функций, фигурирующих в (1), необходимо ввести в (4) случайные силы. Анализ диссипативных членов в уравнениях Легета – Такаги показывает, что случайные силы нужно ввести следующим образом. В первом уравнении случайный источник f связан со спиновой диффузией, а во втором (F) – с диссипацией Легета – Такаги. Для определения корреляторов $\langle ff \rangle$, $\langle Ff \rangle$ и $\langle FF \rangle$ надо согласно общей процедуре⁴ записать производство энтропии⁵:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{1}{T} \gamma^{-2} \chi_0 \Gamma_{\parallel} \Omega^{-2} (\delta\alpha)^2 + \frac{1}{T} \gamma^2 \chi_0^{-1} D \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 \quad (5)$$

(Ω – легетовская частота).

Из (4), (5) имеем:

$$\langle ff \rangle = 2\gamma^{-2} \chi_0 D T; \quad \langle FF \rangle = \frac{\gamma^2 \chi_0^{-1}}{\Omega^2} \Gamma_{\parallel} T; \quad \langle Ff \rangle = 0. \quad (6)$$

Теперь из (4) и (6) легко может быть получен интересующий нас коррелятор:

$$\langle \delta\alpha^2 \rangle_{q,\omega} = \frac{[D^2 q^4 \frac{\Gamma_{\parallel}}{\Omega^2} + \frac{\Gamma_{\parallel}}{\Omega^2} \omega^2 + Dq^2] \gamma^2 \chi_0^{-1} T}{\{\omega^2 - [\Omega^2 + q^2(\gamma^2 \chi_0^{-1} K + \Gamma_{\parallel} D)]\}^2 + \omega^2 (\Gamma_{\parallel} + Dq^2)^2}. \quad (7)$$

Полюса знаменателя в (7) определяют спектр спиновых волн в A -фазе He^3 . Отметим, что введение спиновой диффузии необходимо для корректного определения онзагеровских коэффициентов и, следовательно, корреляторов случайных сил.

Из (1) и (7) легко оценить полный коэффициент экстинкции, связанный с рассеянием на спиновых волнах из-за флуктуаций магнитной восприимчивости:

$$h \sim \left(\frac{\omega}{c} \right)^4 \chi_1^2 \frac{\gamma^2 \chi_0^{-1} T}{\Gamma_{\parallel} \Omega^2} \sim 10^{-12} \text{ см}^{-1}$$

(при давлении 30 бар, $1 - T/T_c \sim 0,4$ и для спиновых волн длины \sim дипольной). Эта величина безусловно мала, однако, прогресс экспериментальной техники осуществляется так быстро, что можно надеяться на возможность измерения таких h в $\text{He}^3 A$ уже в ближайшее время. Можно отметить в связи с этим, что предсказанное в свое время Гинзбургом⁸ мандельштам-бриллюэновское рассеяние в He^4 на втором звуке, казалось почти невозможным для экспериментального исследования, однако в настоящее время этот тип волн хорошо наблюдается по рассеянию света⁹. В принципе доступно эксперименту¹⁰ и наблюдение предсказанного Абрикосовым и Халатниковым¹¹ рассеяние света на нулевом звуке в фермижидкости He^3 ($h \sim 10^{-9} \text{ см}^{-1}$).

Укажем наконец, что флуктуации могут быть значительно больше вблизи неравновесных квазистационарных состояний. Таково, например, состояние B фазы с максимумом дипольной энергии (соответствующий угол параметра порядка равен π).

В заключение авторы выражают благодарность М.И.Каганову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Borovik-Romanov A.S., Kreines N.M.* Physical Reports, 1982, 81, 351.
2. *Басс Ф.Г., Каганов М.И.* ЖЭТФ, 1959, 37, 1390.
3. *Brand H., Dörfle M., Graham R.* Ann. Phys. (N.Y.), 1979, 119, 434.
4. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, часть 2, 1978, М.: Наука, гл. IX.
5. *Leggett A.J., Takagi H.* Ann. Phys. (N.Y.), 1977, 106, 79.
6. *Fomin I.A., Pethick C.J., Serene J.W.* Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 1144.
7. *Фомин И.А.* ЖЭТФ, 1980, 78, 2393.
8. *Гинзбург В.Л.* ЖЭТФ, 1943, 13, 243.
9. Low Temperature Physics – LT 13, 1 ed. Timmerhaus K.D., O'Sullivan W.J., Hammel E.F., 1974, Plenum Press, N.Y., p. 9.
10. *Абрикосов А.А., Халатников И.М.* УФН, 1958, 66, 177.
11. *Slusher R.E., Surko C.N.* Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 1699.

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 октября 1984 г.
