

СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В ХОЛОДНЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ГАЗАХ

Т. Л. Андреева*

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2016 г.

Исследуется спиновая динамика холодных поляризованных газов с помощью уравнения Больцмана. Вычислены закон дисперсии спиновых волн (поперечной составляющей магнитного момента) и коэффициент спиновой диффузии продольной составляющей магнитного момента без использования подгоночных параметров. Приводятся численные оценки частоты спиновых волн и коэффициента диффузии для атомов рубидия.

DOI: 10.7868/S0044451017020018

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени в газах, в том числе и в парамагнитных, наблюдалась единственная распространяющаяся коллективная мода — звуковые волны. Начиная с 1980-х годов, проводились теоретические и экспериментальные исследования спиновых волн в поляризованных газах H , ^3He и в смеси ^3He – ^4He . Эксперименты проводились при температурах около 1 К и плотностях газа порядка 10^{18} см^{-3} . В этих газах были обнаружены спиновые волны, однако сильно затухающие (ссылки в работах [1, 2]). Только использование лазерного охлаждения газов до температур порядка 1 мК совершенно изменило ситуацию. Аномально сильные спиновые волны наблюдались в 2002 г. в парах рубидия в S -состоянии при температуре $T \approx 0.6$ мК и плотности газа $n = 1.8 \cdot 10^{13}$ см^{-3} , приводящие к практически полному пространственному разделению частиц с противоположно направленными спинами в магнитной ловушке [3]. Позднее появились работы, в которых исследовались холодные атомы Ga, In, I и др. в P -состояниях, однако спиновые волны в них не обнаружены [4]. Отметим, что разделение частиц с противоположно направленными спинами наблюдалось ранее в жидких растворах ^3He в ^4He и в чистом ^3He [5]. Последняя известная нам работа по спиновым волнам также относится к парам

рубидия с теми же значениями параметров и выполнена в том же месте (JILA) в 2010 г. (см. [6]). В этой работе для описания экспериментальных данных по спиновым волнам вычисляются поправки к больцмановскому интегралу столкновений.

Для теоретического описания спиновых волн в газах либо используются весьма громоздкие формы записи интеграла столкновений Больцмана, сильно затрудняющие исследование закона дисперсии спиновых волн [7], либо применяются модельные варианты интеграла столкновений [2]. В настоящей работе используется уравнение Больцмана с учетом конкретного вида амплитуды рассеяния медленных частиц. Цель работы — получить спектр спиновых волн и коэффициент спиновой диффузии продольной составляющей магнитного момента без использования подгоночных параметров.

Остановимся сначала на критерии применимости больцмановского приближения в газах:

$$n \left(\frac{\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \ll 1.$$

Физически это условие соответствует достаточно разреженному газу, когда в каждом квантовом состоянии находится не более одной частицы. Здесь n — плотность газа, T — температура (см. [8]). В условиях эксперимента с поляризованными атомами рубидия в S -состоянии, где наблюдались сильные спиновые волны, левая часть неравенства равна 10^{-2} ($T = 0.6$ мК и $n = 1.8 \cdot 10^{13}$ см^{-3}) [3]. Следовательно, использование больцмановского приближения для объяснения эксперимента с сильными спи-

* E-mail: phdocandreeva@yandex.ru

новыми волнами в парах рубидия заведомо оправдано.

Прежде чем выписывать уравнение Больцмана для холодных газов, обсудим особенности амплитуд рассеяния. При низких температурах для амплитуды парного рассеяния следует использовать общее выражение (см. [9]) с учетом следующего члена по малому параметру ka ,

$$A = a(1 - ika), \quad (1)$$

где волновой вектор атома $k = p/\hbar$, $p = mv$ — импульс атома. Условие $ka \ll 1$ означает, что длина волны частиц $1/k$ много больше амплитуды рассеяния, связанной с потенциалом взаимодействия частиц a . В экспериментах со спиновыми волнами в рубидии температура газа была очень низкой (0.6 мК), что дает значение $ka \approx 10^{-2}$. Оценка амплитуды обменного S -рассеяния атомов рубидия около $100a_0$ (a_0 — боровский радиус) взята из литературы [2]. Таким образом, в эксперименте с холодными атомами рубидия действительная часть амплитуды рассеяния $\text{Re}(A)$ больше мнимой примерно в 100 раз.

Амплитуда рассеяния a для S -рассеяния холодных атомов изотропна. В рубидии спиновые волны наблюдались именно в основном S -состоянии. Из свойств симметрии амплитуды рассеяния следует, что при низких температурах в S -состоянии рассеиваются друг на друге лишь частицы с четным суммарным спином [9]. Для спинов $1/2$ это состояние с суммарным спином равно нулю. Таким образом, для описания кинетики нужно учитывать только одну амплитуду рассеяния $A(1/2, -1/2, -1/2, 1/2)$. Ниже для вычисления динамики магнитного момента холодного газа атомов рубидия используются перечисленные выше свойства симметрии амплитуд рассеяния в ферми-газе.

Больцмановский интеграл столкновений вычисляется с помощью функции Вигнера, которую с учетом спиновой поляризации газа можно записать так (см. [10] и ссылки в ней):

$$f(a, b, p) = \frac{1}{2}nw(p) (\delta_{a,b} + \alpha\sigma\mathbf{m}(a, b) + (1 - \alpha)\sigma\boldsymbol{\mu}(a, b, p)). \quad (2)$$

Здесь $w(p)$ — нормированная на единицу максвелловская функция распределения атомов по скоростям (точнее — импульсам), σ — вектор матриц Паули, \mathbf{m} — единичный вектор в направлении внешнего поля (вдоль оси z), $\alpha = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ — степень поляризации газа, и n_+ и n_- — плотности

частиц, поляризованных соответственно вдоль поля и в противоположном направлении, $n_+ + n_- = n$.

Спиновые волны в поляризованном газе (поляризация вдоль оси z) описываются циклическими компонентами магнитного момента $\mu_{\pm} = \mu_x \pm i\mu_y$. Используются безразмерные компоненты магнитного момента, отнесенные к магнетону Бора. Интегральное больцмановское уравнение для фурье-компоненты μ_- в импульсном представлении имеет вид

$$\begin{aligned} (\mathbf{k}\mathbf{v} - \omega)\mu_-(\mathbf{p}, \omega) = & \\ = \frac{\pi n \hbar}{m} \int & \left(\alpha \text{Re} \left(A \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, P, P \right) \right) - \right. \\ & \left. - i(1 - \alpha) \text{Im} \left(A \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, P, P \right) \right) \right) \times \\ & \times (\mu_-(p) - \mu_-(p_1)) w(p_1) dp_1. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь частота волны ω отсчитывается от зеемановского расщепления атома в S -состоянии в магнитном поле, \mathbf{k} — волновой вектор атома. Уравнение для μ_+ отличается знаком правой части. С учетом того, что при низких температурах амплитуду рассеяния при $ka \ll 1$ можно считать изотропной, закон дисперсии поляризованного газа принимает простой вид:

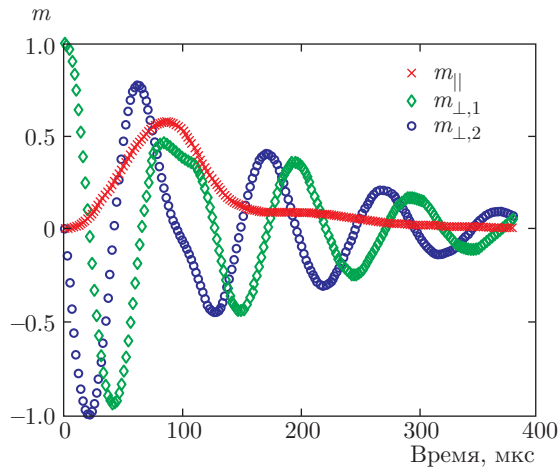
$$\omega = (k\bar{v})^2/3\alpha\nu_1 \left(1 - \frac{i(1 - \alpha)\nu_2}{\alpha\nu_1} \right), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{2\pi n \hbar \text{Re}(A)}{m}, \\ \nu_2 &= \frac{2\pi n \hbar \text{Im}(A)}{m}. \end{aligned}$$

Закон дисперсии (4) описывает своеобразную динамику магнитного момента μ в поляризованном ферми-газе. Основной член интеграла столкновений (пропорциональный $\alpha \text{Re}(A)$) описывает колебания спина, т. е. спиновые волны в поляризованном газе. Второе слагаемое (пропорциональное $i(1 - \alpha) \text{Im}(A)$) описывает динамику неполяризованной части газа, т. е. диффузию, которая определяется мнимой частью той же амплитуды рассеяния A .

Экспериментальная картина спиновой поляризации m в центре ловушки представлена на рисунке. Циклическая частота спиновой волны из экспериментальных данных равна 12 Гц. По нашим оценкам, согласно закону дисперсии (4), циклическая частота спиновых волн $\omega_{\perp}/2\pi$ равна $(k\bar{v})^2/3\nu_1 = 14$ Гц, а период спиновых волн $t = 2\pi/\omega = 70$ мс. Эти величины близки к экспериментально наблюдаемым (m_{\perp}) при степени поляризации α , близкой к 1.



Зависимости от времени спиновой поляризации рубидия m в центре ловушки. $T = 0.6$ мК, $n = 1.8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$

Затухание продольной компоненты спиновой поляризации m_{\parallel} определяется диффузией газа. Однако из экспериментальных данных количественно оценить затухание m_{\parallel} не представляется возможным. Ясно только, что время затухания m_{\parallel} значительно больше периода спиновых волн t — по нашим оценкам (см. (4)) — в ka раз ($ka \approx 100$). Отметим, что период спиновых волн пропорционален степени поляризации газа α , а время диффузионного затухания m_{\parallel} пропорционально $(1 - \alpha)$. Для оценки коэффициента диффузии D используем формулу для коэффициента диффузии газов (4) для продольной компоненты магнитного момента и ее связь с коэффициентом диффузии: $\omega_{\parallel} = Dk^2$ (при $T = 0.6$ мК, $n = 1.8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и $A = 100a_0$). Подставляя параметры, получим численную оценку D для паров рубидия: $D = 10^{-5}/(1 - \alpha)^{-1}$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$. Для сравнения со справочными данными введем поправку в коэффициент диффузии для плотности и температуры

газа. Тогда наша оценка коэффициента диффузии дает $D = 0.06$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$, а в справочнике [11], например, $D = 0.048$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$ для Хе и 0.08 см $^2 \cdot$ с $^{-1}$ для Кг. Таким образом, нам удалось объяснить экспериментальные данные временной зависимости магнитной поляризации холодных атомов рубидия, которые содержат как спиновые волны, так и медленное затухание (рисунок).

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Башкин, УФН **148**, 433 (1986).
2. J. N. Fuchs, D. M. Cangard, and F. Laloë, Eur. Phys. J. **25**, 57 (2003).
3. J. M. McGuirk, H. J. Lewandowski, D. M. Harber et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 090402 (2002).
4. M.-J. Lu et al., Phys. Rev. A **77**, 043607(7) (2006).
5. В. В. Дмитриев, И. А. Фомин, ЖЭТФ **59**, 353 (1994).
6. J. M. McGuirk and L. F. Zajiczek, arXiv:1007.4339v2 [cond-mat.quant-gas].
7. W. J. Mullin and R. J. Ragan, J. Low Temp. Phys **138**, 73 (2005).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 1, Наука, Москва (2001), § 45.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, т. 3, Наука, Москва (1989), § 132.
10. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, КЭ **44**, 182 (2014).
11. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, *Физические величины*, Справочник (1991), Диффузия Глава 17, с. 375.