

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ХОЛОДНЫХ ГАЗАХ С НЕВЫРОЖДЕННОЙ СИСТЕМОЙ УРОВНЕЙ

*Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин**

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

Поступила в редакцию 9 июня 2008 г.

Предсказан новый тип спиновых волн в ультрахолодных парамагнитных газах с невырожденной по энергии системой уровней. Такие волны могут возникать без использования внешней поляризации газа только за счет создания неравновесной заселенности рабочих уровней. Получен закон дисперсии новых спиновых волн с учетом основных процессов затухания. Кроме обычного диффузионного затухания появляется затухание, связанное с расщеплением рабочих уровней, которое ранее не учитывалось. Теоретические расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальной картиной спиновых волн в парах рубидия, помещенного в магнитную ловушку.

PACS: 34.10.+x, 51.10.+y, 51.60.+a

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование спиновых волн в ультрахолодных газах продолжает оставаться предметом экспериментальных и теоретических исследований [1]. После обнаружения аномально сильных спиновых волн в парах рубидия в магнитной ловушке [2, 3] появились работы, посвященные изучению спиновой диффузии в ферми- и бозе-газах в магнитных ловушках [4, 5], а также затуханию спиновых волн. Для теоретического описания спиновых волн в парамагнитных газах с невырожденной системой уровней необходим точный микроскопический интеграл столкновений Больцмана с учетом как спиновых переменных, так и структуры уровней энергии взаимодействующих атомов. В работах на эту тему либо используются весьма громоздкие формы записи интеграла столкновений, сильно затрудняющие исследование закона дисперсии спиновых волн, либо применяются модельные варианты интеграла столкновений, чаще всего — модель изотропного s -рассеяния [6, 7]. Отметим, что теория спиновых волн в газах до сих пор рассматривалась только для атома в основном состоянии. Наблюдение сильных спиновых волн на сверхтонкой структуре атомов рубидия поставило вопрос о необходимости уче-

та по крайней мере двух уровней энергии в интеграле столкновений. При этом оказалось, что такая система обладает целым рядом интересных особенностей, в частности, в ней возможно появление нового типа спиновых волн — без внешней поляризации газа, а только за счет создания неравновесных заселенностей рабочих уровней [8, 9].

В наших работах показано, что теория спиновых волн в холодных парамагнитных газах (выше температуры вырождения) может быть построена только на основе больцмановского квантового интеграла столкновений без введения феноменологических добавок в кинетическое уравнение (так называемое самосогласованное поле). Учет вириальных поправок ферми-жидкостного типа (поправки Ландау в теории ферми-жидкости) именно в силу применимости больцмановского приближения был бы явным превышением точности [10].

2. ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЙ ДЛЯ ПАРАМАГНИТНЫХ АТОМОВ С ДВУМЯ УРОВНЯМИ ЭНЕРГИИ

В настоящей работе рассматривается свободный больцмановский газ парамагнитных атомов с двумя уровнями энергии. Речь пойдет об атомах со спином $1/2$ и сверхтонким расщеплением основного состоя-

*E-mail: rubin@sci.lebedev.ru

ния. Именно на таком переходе экспериментально наблюдались аномально сильные спиновые волны в парах рубидия в магнитной ловушке [2, 3].

Функция Вигнера атомов с невырожденной системой уровней в дополнение к спиновым индексам α и β (ср. [8]) содержит квантовые числа a и b , обозначающие энергетические термы атомов, и имеет следующий вид:

$$f_{\alpha\alpha,\beta\beta}(x, p) = \frac{nC(p)}{2} (\delta_{\alpha\beta} \varphi_{ab}(x, p) + \sigma_{\alpha\beta}^i M_{ab}^i(x, p)). \quad (1)$$

Здесь x и p — координата и импульс частицы, индексы a и b нумеруют термы атомов (температура газа предполагается низкой, и другие термы не рассматриваются); α и β — проекции спина атома на ось квантования, принимающие значения $\pm 1/2$. Для обозначения спиновых индексов здесь и далее используются греческие буквы. Плотность атомов обозначается n [см⁻³], $C(p)$ — максвелловская функция распределения атомов по импульсам, нормированная на единицу. Матрицы $\varphi_{ab}(x, p)$ и $M_{ab}^i(x, p)$ безразмерны (предполагается, что магнитный момент выражен через магнетон Бора, а φ_{aa} и φ_{bb} — относительные заселенности частиц в состояниях соответственно a и b); $\sigma_{\alpha\beta}^i$ — вектор матриц Паули. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Нормировка $\varphi_{ab}(x, p)$ и $M_{ab}^i(x, p)$ дается условиями: $\text{Tr} [\varphi_{ab}(x, p)] = 1$, $\text{Tr} [M_{ab}^i(x, p)] \leq g$ (g — гиромангнитное отношение).

Ради общности и для сравнения с экспериментом по спиновым волнам в поляризованном рубидии матрицу магнитного момента в парамагнитном газе можно записать следующим образом:

$$M_{ab}^i(x, p) = M_{ab} \delta_{iz} + \mu_{ab}^i(x, p). \quad (2)$$

Здесь M_{ab} — внешняя поляризация, созданная магнитным полем, направленным по оси z . При $\text{Tr} [M_{ab}] = g$ имеет место полная поляризация атомов. Второе слагаемое в правой части (2) описывает возмущения магнитного момента в среде.

Функция Вигнера двухуровневой системы (термы a и b) описывается кинетическим уравнением с больцмановским интегралом столкновений

$$\frac{\partial f_{AB}(x, p)}{\partial t} + \frac{p \nabla f_{AB}(x, p)}{m} + \frac{i}{\hbar} (E_a - E_b) f_{AB}(x, p) = \text{St}_{AB}(x, p). \quad (3)$$

Здесь $A = \{a, \alpha\}$ и $B = \{b, \beta\}$ — собирательные индексы, включающие в себя как энергетические,

так и спиновые индексы; E_a и E_b — уровни энергии термов; $\text{St}_{AB}(p)$ — больцмановский интеграл столкновений [8]. Предполагается, что уровни энергии E_a и E_b включают зеемановский сдвиг, если атомы находятся в магнитном поле. Ради упрощения обозначений проекции спина $1/2$ и $-1/2$ заменяются соответственно цифрами 1 и 2. Удобно перейти к циклическим компонентам спинового момента $\mu_{\pm}(p) = \mu_x(p) \pm i\mu_y(p)$, поскольку в поляризованном газе именно они являются собственными функциями интеграла столкновений, которые могут распространяться в виде спиновых волн. Отметим, что использование циклических компонент удобно, поскольку позволяет описать волны как в поляризованном, так и в неполяризованном газе.

Несмотря на очень низкие температуры газа ($T \sim 0.6$ мкК для паров рубидия), больцмановское приближение в интеграле столкновений остается применимым вследствие низкой плотности газа ($n = 1.8 \cdot 10^{13}$ см⁻³) [3]. Критерий применимости больцмановского приближения [10] имеет вид

$$\frac{\mu}{T} \ll 1 \quad (4)$$

и для рубидия в условиях эксперимента [3] выполняется с достаточным запасом:

$$\frac{\mu}{T} = n \left(\frac{\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \approx 0.01. \quad (5)$$

Здесь μ — химический потенциал газа, T — температура в энергетических единицах.

Интеграл столкновений имеет следующий вид:

$$\text{St}_{AB}(x, p) = I_{AB}^i(x, p) + I_{AB}^o(x, p), \quad (6)$$

где $I_{AB}^i(x, p)$ описывает «приход», а $I_{AB}^o(x, p)$ — «уход» частиц с заданным импульсом p и индексами внутреннего состояния A и B в точке x . Столкновения рассматриваются в системе центра инерции частиц.

Отметим, что при низких температурах основную роль играет s -рассеяние с вещественной амплитудой рассеяния a . Малая мнимая поправка к амплитуде рассеяния определяется отношением a/λ_B , где дебройлевская длина волны частицы $\lambda_B = 2\pi\hbar/p$ [10]. В условиях эксперимента ($T = 0.6$ мкК) $\lambda_B = 6600a_0$, а характерная длина рассеяния $a \sim 100a_0$ [6]. Таким образом, отношение вещественной части амплитуды рассеяния к ее мнимой части $\text{Re}[a]/\text{Im}[a]$ велико (примерно 10), что естественно относится и к T -матрице.

Как было показано в наших предыдущих работах [8, 9], ответственным за возникновение спиновой волны в парамагнитном газе является мнимое

слагаемое в члене ухода интеграла столкновений $I_{AB}^o(x, p)$. Это утверждение относится к поляризованным холодным парамагнитным газам в основном состоянии.

В атомарных парамагнитных газах с тонкой или сверхтонкой структурой термов при низких температурах спиновые волны могут возникать и без внешней поляризации газа, если обеспечена неравновесная заселенность рабочих уровней. Отметим, что сверхтонкое расщепление — релятивистский эффект с весьма малой радиационной вероятностью перехода, что облегчает создание неравновесной заселенности подуровней в течение достаточно длительного времени. Член ухода в атоме с невырожденной системой неравновесно заселенных уровней становится почти чисто мнимым при достаточно низких температурах, когда T -матрицу можно считать вещественной (параметр $\text{Re}[a]/\text{Im}[a] \gg 1$).

Член прихода как в вырожденной, так и в невырожденной системах в основном действительный (малая мнимая добавка пропорциональна $\text{Im}[a]/\text{Re}[a]$) и описывает слабое диффузионное затухание спинового магнитного момента. В системе с невырожденной системой уровней появляются дополнительные слагаемые в дисперсионном соотношении, описывающие сдвиг и затухание спиновых волн, связанные с различием амплитуд рассеяния на рабочих уровнях. В настоящей работе проводится оценка скорости обоих механизмов затухания спиновой волны нового типа.

3. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Для описания спиновых волн в парамагнитных атомах с двумя уровнями энергии будем использовать T -матрицу, которая теперь содержит большее число квантовых индексов. В данном случае необходимы матричные элементы: $T_{abcd}(\alpha, \beta, P, \gamma, \delta, P')$, описывающие процесс столкновения двух атомов: $\{a, \alpha\} + \{b, \beta\} \rightarrow \{c, \gamma\} + \{d, \delta\}$. Используются те же индексы, что и в обозначении матрицы Вигнера; P и P' — импульсы частиц в системе центра инерции до и после столкновения. В дальнейшем, как обычно, будет рассматриваться линейаризованный интеграл столкновений, описывающий динамику магнитного момента при малых возмущениях системы.

Как отмечалось выше, основную роль в возникновении спиновой волны играет мнимая часть члена ухода в интеграле столкновений I_{μ}^o . В задаче о спиновых волнах член ухода удобно выражать через T -матрицу (амплитуду рассеяния) на нулевой

угол [11]. В двухуровневой системе член ухода имеет следующий вид:

$$I_{\mu}^o = I_{a_1 b_2}^{o\mu}(p, x) = 8in\hbar^2 \pi^3 \int dp_1 C(p)C(p_1) \times \\ \times \left(\mu_{-}(a, b, p_1) \left(\varphi(b, b, p) T_{abba}(1, 2, P, 2, 1, P) - \right. \right. \\ \left. \left. - \varphi(a, a, p) T_{abba}^{*}(1, 2, P, 2, 1, P) \right) + \right. \\ \left. + \mu_{-}(a, b, p) \left(\varphi(a, a, p_1) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (T_{aaaa}(1, 1, P, 1, 1, P) + T_{aaaa}(1, 2, P, 1, 2, P) - \right. \right. \\ \left. \left. - T_{abba}^{*}(1, 2, P, 2, 1, P) - T_{abba}^{*}(2, 2, P, 2, 2, P) \right) + \right. \\ \left. + \varphi(b, b, p_1) \left(T_{abab}(1, 1, P, 1, 1, P) + \right. \right. \\ \left. \left. + T_{abab}(1, 2, P, 1, 2, P) - T_{bbbb}^{*}(1, 2, P, 1, 2, P) - \right. \right. \\ \left. \left. - T_{bbbb}^{*}(1, 2, P, 1, 2, P) \right) \right), \quad (7)$$

а соответствующий член прихода записывается так:

$$I_{\mu}^i = I_{a_1 b_2}^{i\mu}(p, x) = 16n\hbar^2 \pi^4 \int dp_1 dp_2 C(p_1)C(p_2) \times \\ \times \left(\mu_{-}(a, b, p_1) \left(\varphi(a, a, p_2) (T_{aaaa}(1, 1, P, 1, 1, P') \times \right. \right. \\ \left. \left. \times T_{baba}^{*}(2, 1, P, 2, 1, P') + \right. \right. \\ \left. \left. + T_{aaaa}(1, 2, P, 1, 2, P') T_{baba}^{*}(2, 2, P, 2, 2, P') \right) + \right. \\ \left. + \varphi(b, b, p_2) (T_{abab}(1, 1, P, 1, 1, P') \times \right. \\ \left. \times T_{bbbb}^{*}(2, 1, P, 2, 1, P') + \right. \\ \left. + T_{abab}(1, 2, P, 1, 2, P') T_{bbbb}^{*}(2, 2, P, 2, 2, P') \right). \quad (8)$$

Столкновения здесь рассматриваются в системе центра инерции частиц. При этом

$$P = \frac{p_1 - p_2}{2}, \quad P' = p - \frac{p_1 + p_2}{2}, \quad (9)$$

где p_1 и p_2 — импульсы сталкивающихся частиц, а p и p' — импульсы частиц после столкновения (P и P' — импульсы до и после столкновения в системе центра инерции). Здесь учтен закон сохранения импульса.

При вычислении матричных элементов T -матрицы (размерность T -матрицы — энергия, $[T] = mv^2$) использовалась следующая нормировка базисных волновых функций и матричных элементов:

$$[\psi^2] = p^{-3}, \quad [T_{abcd}] \sim T[\psi^2] = \frac{mv^2}{p^3}. \quad (10)$$

При этом получается правильная размерность интеграла столкновений:

$$[I] = [n\hbar^2 \langle T \rangle] = t^{-1} [c^{-1}]. \quad (11)$$

Формула (7) представляет собой член ухода интеграла столкновений, который содержит элементы T -матрицы, описывающие рассеяние атомов на нулевой угол. В дальнейшем ради простоты индекс «0» в члене ухода будет опущен.

Можно показать, что в невырожденной системе с двумя уровнями энергии a и b , заселенными внешним источником накачки, спиновая волна на уровне a в отсутствие внешнего магнитного поля не возникает, поскольку член ухода I_{a1a2} сводится к чисто вещественной величине, пропорциональной $\text{Im}[T_{aaaa}(1, 2, P, 2, 1, P)]$. То же самое относится и к волне на уровне b . Спиновая волна в газе без внешней поляризации может возникнуть только на переходе между уровнями a и b при условии $\varphi_{aa} \neq \varphi_{bb}$.

Член прихода интеграла столкновений в этой системе с хорошей точностью вещественный, поскольку T -матрица (ее матричные элементы) при низких температурах почти точно вещественна. Вещественный член прихода определяет диффузию магнитного момента и тем самым диффузионное затухание спиновой волны. Отметим, что структура члена ухода теперь имеет необычный вид: вместо квадрата модуля T -матрицы TT^* , который по оптической теореме пропорционален мнимой части амплитуды рассеяния на нулевой угол, появляются произведения разных матричных элементов $T_A T_B^*$, вообще говоря, комплексные.

Теперь воспользуемся инвариантной формой записи T -матрицы:

$$T_{abcd}(\alpha, \beta, P, \lambda, \mu, Q) = t_{abcd}(P, Q)\delta_{\alpha\lambda}\delta_{\beta\mu} + \theta_{abcd}(P, Q)\sigma_{\alpha\lambda}^i\sigma_{\beta\mu}^i. \quad (12)$$

Учет тождественности сталкивающихся атомов в предположении низких температур газа (s -рассеяние) приводит к следующим соотношениям для матричных элементов:

$$t_{baba} = t_{abab}, \quad \theta_{baba} = \theta_{abab}, \quad \theta_{abba} = \theta_{baab}. \quad (13)$$

Здесь ради краткости опущены импульсы сталкивающихся атомов, поскольку имеется в виду, что амплитуды рассеяния не зависят от скоростей.

При сверхтонком расщеплении уровней можно считать амплитуды упругого рассеяния атомов не зависящими от энергии термов. В таком случае с хорошей точностью имеем

$$t_{aaaa} = t_{bbbb} = t, \quad \theta_{aaaa} = \theta_{bbbb} = \theta. \quad (14)$$

С учетом этого предположения нетрудно получить для фермионов

$$I_{a1b2}^\mu[p, x] = 4in\pi^3 \int dp_1 C(p)C(p_1) \times \\ \times \left(\mu_-(a, b, p_1)(\varphi(b, b, p) - \varphi(a, a, p)) \times \right. \\ \times (-t_{abab} + 2\theta_{abba} + \theta_{baba}) + \\ \left. + \mu_-(a, b, p)(\varphi(b, b, p_1) - \varphi(a, a, p_1)) \times \right. \\ \left. \times (2t_{abab} - t_{baab} - t - 3\theta_{baab} + 3\theta) \right). \quad (15)$$

Для бозонов соответствующая формула принимает вид

$$I_{a1b2}^\mu[p, x] = 4in\pi^3\hbar^2 \int dp_1 C(p)C(p_1) \times \\ \times \left(\mu_-(a, b, p_1)(\varphi(b, b, p) - \varphi(a, a, p)) \times \right. \\ \times (t_{baba} + 2\theta_{abba} - \theta_{baba}) + \\ \left. + \mu_-(a, b, p)(\varphi(b, b, p_1) - \varphi(a, a, p_1)) \times \right. \\ \left. \times (t_{abba} + 2t_{baba} - 3t + 3\theta_{abba} - 3\theta) \right). \quad (16)$$

В этих формулах учтено, что при низких температурах матрица рассеяния с хорошей точностью вещественна, изотропна (s -рассеяние) и практически не зависит от импульсов. Это позволило привести интеграл столкновений к более простому виду (15), (16), где в первом приближении элементы T -матрицы приняты вещественными. Учтена также симметрия волновых функций относительно перестановки двух сталкивающихся частиц и выполнено суммирование по спиновым индексам.

Можно показать, что для вырожденной двухуровневой системы вычисление интеграла столкновений I_M в поляризованном газе дает тот же результат, что и I_μ , только с заменой $(\varphi(b, b, p) - \varphi(a, a, p))$ на $(M_{aa}^3 + M_{bb}^3)$. Однако в случае поляризованного газа I_M относится только к циркулярной поляризации магнитного момента, в то время как I_μ от поляризации газа не зависит.

Отметим, что несмотря на сходство интегралов столкновений I_M и I_μ , они описывают разные механизмы возникновения спиновых волн. Первое слагаемое относится к спиновым волнам в поляризованных газах, тогда как второе описывает новое явление — спиновую волну в неполяризованных газах с неравновесной заселенностью рабочих уровней.

В этом случае дисперсионное уравнение для спиновых волн вытекает из уравнений (7) и (8) и принимает следующий вид:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \omega + \nu_1 + \omega_{ab})\mu(p) = (\nu_2 + i\nu_3) \int C(p_1)\mu(p_1) dp_1. \quad (17)$$

В отличие от случая атомов с вырожденной системой рабочих уровней в поляризованном газе (где распространяются спиновые волны циркулярной поляризации), теперь уравнение описывает волны любой поляризации, поскольку среда в данном случае изотропна. Уравнение (17) содержит три частоты столкновений — ν_1 , ν_2 и ν_3 , которые с учетом процессов затухания спиновых волн становятся комплексными. Напомним, что без учета затухания спиновых волн как в системе с одним уровнем, так и в двухуровневой системе частоты столкновения вещественны. Соотношение вещественных и мнимых частей всех частот столкновений при низких температурах является большим параметром порядка

$$\frac{|\varphi_{aa} - \varphi_{bb}|}{\varphi_{aa} + \varphi_{bb}} \frac{\text{Re}[T(0)]}{\text{Im}[T(0)]}$$

(согласно принятой нормировке $\varphi_{aa} + \varphi_{bb} = 1$ и тогда $|\varphi_{aa} - \varphi_{bb}| < 1$). Отметим, что множитель $\varphi_{aa} - \varphi_{bb}$ связан со способом создания неравновесной заселенности в двухуровневой системе, который позволяет получить новый тип спиновой волны без внешней поляризации.

Приводимые ниже формулы теперь относятся к вещественным частям частот ν_i ($i = 1, 2$) и соответственно в правых частях имеются в виду вещественные части матричных элементов T -матрицы. Для фермионов частоты ν_1 и ν_2 имеют вид (ср. [9]):

$$\nu_1 = 4n\pi^3\hbar^2 (2t_{ab,ab} - t_{ba,ab} - t - 3\theta_{ba,ab} + 3\theta) \times (\varphi(b, b) - \varphi(a, a)) \quad (18)$$

и

$$\nu_2 = 4n\pi^3\hbar^2 (-t_{ba,ba} + 2\theta_{ab,ba} + \theta_{ba,ba}) \times (\varphi(b, b) - \varphi(a, a)), \quad (19)$$

а для бозонов

$$\nu_1 = 4n\pi^3\hbar^2 (t_{ab,ba} + 2t_{ba,ba} - 3t + 3\theta_{ab,ba} - 3\theta) \times (\varphi(b, b) - \varphi(a, a)) \quad (20)$$

и

$$\nu_2 = 4n\pi^3\hbar^2 (t_{ba,ba} + 2\theta_{ab,ba} - \theta_{ba,ba}) \times (\varphi(b, b) - \varphi(a, a)). \quad (21)$$

Величина ν_3 определяется членом прихода в интеграле столкновений (8) и имеет нестандартный

вид $T_A T_B^*$. Если считать, что все матричные элементы T_A и T_B^* примерно равны, для величины ν_3 можно получить оценку:

$$\frac{\nu_3}{\nu_2} \approx \frac{\text{Im}(T_{ab,ba}(1, 2, P, 2, 1, P)) (\varphi(a, a) + \varphi(b, b))}{\text{Re}(T_{ab,ab}(1, 2, P, 1, 2, P)) (\varphi(b, b) - \varphi(a, a))}. \quad (22)$$

Поскольку, как уже упоминалось выше, в модели s -рассеяния при низких температурах отношение

$$\frac{|\varphi_{aa} - \varphi_{bb}|}{\varphi_{aa} + \varphi_{bb}} \frac{\text{Re}[T(0)]}{\text{Im}[T(0)]} \gg 1,$$

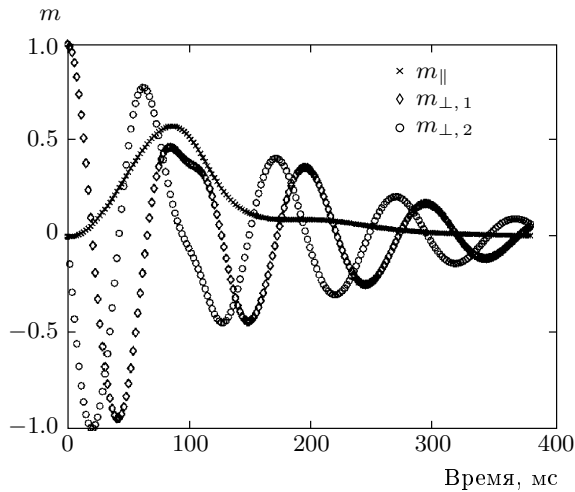
из формулы (22) следует, что величина $\nu_3 \ll \nu_2$, однако $\text{Re}(\nu_3) \sim \text{Im}(\nu_2)$. Поэтому слагаемое с ν_3 при учете затухания должно учитываться.

Для двухуровневой системы в парамагнитном газе закон дисперсии спиновой волны (в гидродинамическом пределе $\nu \gg kv$) с учетом диффузионного затухания имеет следующий вид:

$$\omega = \omega_{ab} + i \text{Im}(\nu_1 - \nu_2) + \text{Re}(\nu_1 - \nu_2) - \frac{k^2 \bar{v}^2}{3 \text{Re}(\nu_2)} \left(1 - i \frac{\text{Im}(\nu_2)}{\text{Re}(\nu_2)} - i \text{Re}\left(\frac{\nu_3}{\nu_2}\right) \right). \quad (23)$$

Отличие от случая вырожденного перехода состоит в том, что в формулах (18)–(23) теперь содержатся три частоты столкновений — ν_1 , ν_2 и ν_3 . Разность $\nu_1 - \nu_2$ определяет ширину и сдвиг частоты спиновой волны на сверхтонком переходе атома ω_{ab} , что является аналогом ширины и сдвига линий в оптическом диапазоне. Частота ν_3 возникает при учете (малого) члена прихода в интеграле столкновений. Диффузионное затухание спиновой волны определяется частотами ν_2 и ν_3 , причем вклады двух последних слагаемых в формуле (23) имеют один порядок величины. При отсутствии внешнего источника поляризации газ изотропен, коэффициент диффузии является скаляром и не зависит от направления поляризации спинов.

Картина затухания спиновых волн (компонент поперечной поляризации $m_{\perp 1}$ и $m_{\perp 2}$) и продольной составляющей магнитной поляризации m_{\parallel} паров рубидия в магнитной ловушке приведена на рисунке [6]. Рисунок демонстрирует заметное затухание всех компонент поляризации и относится к поляризованным парам рубидия. Тем не менее сравнение скорости затухания спиновых волн с изложенной выше теорией провести можно. В условиях эксперимента использовался $\pi/2$ -импульс, который практически выравнивает заселенности уровней a и b ($|\varphi_{aa} - \varphi_{bb}| \approx 0$). В этих условиях описанный выше новый тип спиновых волн практически



Динамика спиновой поляризации паров рубидия m в центре магнитной ловушки (частота 12 Гц)

исчезает. Но динамика (поперечных) спиновых волн в этом случае определяется практически теми же уравнениями с заменой степени неравновесности заселенностей рабочих уровней $(\varphi(b, b, p) - \varphi(a, a, p))$ на степень поляризации газа в магнитном поле $(M_{aa}^z + M_{bb}^z)$ [9].

Приведем оценки скоростей затухания спиновой поляризации согласно формуле (23). Оценка диффузионного затухания поперечных спиновых волн по первому пропорциональному k^2 мнимому слагаемому дает

$$\gamma_{\perp} = \frac{k^2 \bar{v}^2}{3 \operatorname{Re}(\nu_2)} \frac{\operatorname{Im}(\nu_2)}{\operatorname{Re}(\nu_2)} \approx 7.5 \text{ с}^{-1}. \quad (24)$$

При этом частота спиновой волны $k^2 \bar{v}^2 / 3 \operatorname{Re}(\nu_2) = 12$ Гц взята из экспериментальных данных [2, 3] и учтена величина отношения $\operatorname{Im}(\nu_2) / \operatorname{Re}(\nu_2) \approx 0.1$ при $T = 0.6$ мК (см. выше).

Нетрудно сделать оценки соответствующих скоростей затухания, используя графики, приведенные на рисунке. Скорость затухания поперечных спиновых волн в магнитной ловушке составляет величину $\gamma_{\perp} \approx 7 \text{ с}^{-1}$. Продольная поляризация затухает заметно быстрее — со скоростью $\gamma_{\parallel} \approx 40 \text{ с}^{-1}$. Согласно расчетам (см. выше) $\gamma_{\perp} / \gamma_{\parallel} = \operatorname{Im}(\nu_2) / \operatorname{Re}(\nu_2) \approx 0.1$.

Отметим, что в двухуровневой системе частоты ν_1 и ν_2 не совпадают, что приводит к появлению дополнительного сдвига частоты перехода, пропорциональному $\operatorname{Re}(\nu_1 - \nu_2)$, и затуханию спиновой волны — $\operatorname{Im}(\nu_1 - \nu_2)$. Особенностью этого вида затухания спиновой волны, которое ранее не принималось во внимание, является его независимость от волнового век-

тора k в отличие от диффузионного затухания. Вычисление этих величин представляет собой самостоятельную задачу, в частности, потому что здесь необходимо знать сечение резонансного обмена возбуждениями между компонентами сверхтонкой структуры атомов рубидия (частота перехода составляет 6.8 ГГц). Можно привести лишь оценку величин $\operatorname{Im}(\nu_1)$ и $\operatorname{Im}(\nu_2)$, полагая сами частоты равными частоте столкновений $\nu \approx n v \sigma \approx 100 \text{ с}^{-1}$ [6]. При низких температурах эта величина должна быть уменьшена в отношении $\operatorname{Im} \nu / \operatorname{Re} \nu \approx 0.1$, что составляет примерно 10 с^{-1} . Как видно из приведенных оценок, экспериментальные значения скоростей затухания и их теоретические оценки довольно хорошо совпадают. В первую очередь, это относится к поперечной поляризации, для которой использованы более надежные данные.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предсказан новый тип спиновых волн в парамагнитных газах с невырожденной системой уровней в отсутствие внешней поляризации. Необходимым условием существования таких волн является неравновесная заселенность рабочих уровней. Этот вывод следует из точного микроскопического вычисления интеграла столкновений парамагнитных атомов при низких температурах с учетом структуры их термов и тождественности сталкивающихся атомов. Существенным является наличие при низких температурах малого параметра — отношения a / λ_B , где a — длина рассеяния, а λ_B — дебрройлевская длина волны сталкивающихся частиц. Напомним, что спиновые волны в основном состоянии атома возникают при наличии внешней поляризации газа, причем поляризация спиновых волн ортогональна вектору внешней поляризации.

Отметим, что при достаточно низких температурах заселен только нижний уровень перехода. В частности, в парах рубидия при $T = 0.6$ мК заселение верхнего уровня сверхтонкого перехода осуществлялось с помощью радиочастотного генератора, причем мощность генератора подбиралась таким образом, чтобы выравнивать заселенности подуровней ($\pi/2$ -импульс) [6]. При этом величина $\Delta\varphi \approx 0$ и описываемые в настоящей работе волны, по-видимому, не возникали. Оптимальное условие для возникновения нового типа волн — это $0 < \Delta\varphi < 1$. Для конкретных переходов необходимо учитывать поправку на статистические веса уровней.

Дисперсионное соотношение для рассматриваемых спиновых волн с учетом затухания дается формулой (23). Особенностью полученного дисперсионного уравнения являются не зависящие от k дополнительные слагаемые ($\nu_1 - \nu_2$), связанные с расщеплением уровня, которые определяют сдвиг частоты перехода и затухание спиновой волны. Диффузионное затухание спиновой волны на рассматриваемом переходе определяется теперь двумя частотами: ν_2 и ν_3 , которые дают вклад одного порядка величины.

Важно отметить, что в парах рубидия получены аномально сильные спиновые волны [3, 6]. Это означает, что величина ν_2 , которая теперь включает и резонансный обмен возбуждениями, достаточно велика. А поскольку величина ν_2 определяет возможность существования спиновых волн как в поляризованном, так и в неравновесном неполяризованном газе (см. выше), следует ожидать возникновения достаточно сильных спиновых волн нового типа (без поляризации газа) при неравновесной заселенности уровней: $0 < \Delta\varphi < 1$.

Авторы благодарят И. Л. Бейгмана за полезное обсуждение процессов резонансного обмена возбуждениями тождественных частиц. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00189).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. McGuirk, D. M. Harber, H. J. Lewandowski, and A. E. Cornell, arXiv:cond-matt/0306584v1.
2. H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Corner, Phys. Rev. Lett. **88**, 070403 (2002).
3. J. M. McGuirk, H. J. Lewandowski, D. M. Harber et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 090402 (2002).
4. J. M. McGuirk, H. J. Lewandowski, D. M. Harber, T. Nikuni, J. E. Williams, and A. E. Cornell, arXiv:cond-matt/0204182v1.
5. W. J. Mullin and R. J. Ragan, Phys. Rev. **A74**, 043607(7) (2006).
6. J. N. Fuchs, D. M. Cangardt, and F. Laloë, Eur. Phys. J. D **25**, 5775 (2003).
7. W. J. Mullin and R. J. Ragan, J. Low Temp. Phys. **138**, 73 (2005).
8. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, ЖЭТФ **129**, 863 (2006).
9. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, Письма в ЖЭТФ **86**, 216 (2007).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика, часть 1*, Наука, Москва (1976).
11. L. Waldmann, Z. Naturforsch. **13a**, 609 (1958).