Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 1, с. 40 – 42 © 2010 г. 10 января

Спиновые волны в холодных газах со спин-орбитальным взаимодействием

Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин[1)]

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2009 г.

После переработки 8 декабря 2009 г.

Предсказан новый тип спиновых волн в холодных парамагнитных газах, возникающий вследствие спин-орбитального взаимодействия. Имеются в виду больцмановские газы тяжелых атомов с ненулевым орбитальным моментом. Закон дисперсии этих волн определяется амплитудой рассеяния при спин-орбитальном взаимодействии.

Возможность распространения спиновых волн в поляризованных парамагнитных газах теоретически рассматривалась в работах Башкина [1] и затем – в работах Лалё с соавторами [2] в начале 80-х годов. В этих работах теория основывалась на вириальных поправках ферми-жидкостного типа (поправки Ландау в теории ферми-жидкости), а больцмановский интеграл определял лишь диффузионное затухание спиновых волн. В наших работах [3 – 5] 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 [6]. Сама структура квантового интеграла столкновений может привести к возникновению слабо затухающих спиновых волн в холодных газах, в частности, в магнитном поле или, как будет показано далее, вследствие спин-орбитального взаимодействия даже в отсутствие магнитного поля.

Холодные и ультрахолодные газы продолжают оставаться актуальным объектом теоретических и экспериментальных исследований [7]. Если раньше исследования были посвящены атомам в S-состояниях, то в последнее время появились работы с холодными атомами и в P-состояниях ($\mathrm{In}(^2P_{1/2})$, $\mathrm{Ga}(^2P_{1/2})$) [8]. При этом, однако, по-прежнему не уделяется должного внимания микроскопической структуре квантового больцмановского интеграла столкновений с учетом всех внутренних степеней свободы атома (спин, орбитальный момент, см., например, [9, 10]). Последовательное вычисление квантового интеграла столкновений позволяет построить теорию спиновых волн в холодных газах без введения феноменологических добавок в кинетическое уравнение. Именно такой метод использовался в наших работах по исследованию спиновых волн в холодных парамагнитных газах с атомами в S-состояниях [3 – 5]. Настоящая работа посвящена исследованию спиновой динамики в холодных газах с учетом спин-орбитального взаимодействия в P-состоянии.

Спиновая зависимость амплитуды рассеяния (T-матрицы) частиц со спином $1/2$ связана как с обменным, так и с релятивистским спин-орбитальным взаимодействием. Обменное взаимодействие, как правило, является основным. Однако в тяжелых атомах спин-орбитальное взаимодействие может стать сравнимым по порядку величины с обменным взаимодействием (см., например, [6]). Исследование условий возникновения спиновых волн в ультрахолодных газах с учетом обменного взаимодействия было выполнено в целом ряде работ, в том числе и в работах авторов [3 – 5].

Имея в виду тяжелые атомы с ненулевым орбитальным моментом (I, Br, In, Ga), будем сначала учитывать в T-матрице только члены со спин-орбитальным взаимодействием:

$$\hat{T}_{\mathrm{LS}} = K(\hat{l}_1 + \hat{l}_2)(\hat{s}_1 + \hat{s}_2) + Q(\hat{l}_1 - \hat{l}_2)(\hat{s}_1 - \hat{s}_2), \quad (1)$$

где $\hat{l}_i$ – операторы орбитального момента двух сталкивающихся атомов ($i = 1, 2$), $\hat{s}_i$ – соответствующие операторы спина, K и Q – скалярные величины, зависящие от кинетической энергии частиц и угла рассеяния. Далее рассматриваются атомы, где $l_1 = l_2 = 1$ и $s_1 = s_2 = 1/2$. Такая форма записи оператора спин-орбитального взаимодействия позволяет разделить взаимодействие противоположно и параллельно направленных спинов, что весьма удобно при рассмотрении спиновых волн (см. [6]).

[1)]e-mail: rubin@sci.lebedev.ru

Как было показано в наших предыдущих работах, основную роль в возникновении спиновой волны в магнитном поле при низких температурах играет мнимая часть члена ухода в интеграле столкновений. Диффузионное затухание спиновой волны определяется действительным членом прихода, который меньше члена ухода в отношении A/λ_B, где A – амплитуда рассеяния, а λ_B – дебройлевская длина волны атомов. При низких температурах это отношение много меньше 1, что обеспечивает слабое затухание спиновой волны при s-рассеянии [3, 9]. В настоящей работе будет показано, что в газах, атомы которых имеют ненулевой орбитальный момент, спиновая волна может возникнуть из-за спин-орбитального взаимодействия и без магнитного поля. Будем рассматривать атомы в P-состоянии (орбитальный момент $L = 1$, проекции момента $m = 0, \pm 1$). Такие атомы, как упоминалось выше, уже исследуются экспериментально. В частности, были обнаружены аномалии в зеемановской релаксации холодных атомов галлия и индия в состояниях $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ [7].

Функция Вигнера атомов со спином $1/2$ имеет вид

$$f_{\mathrm{AB}}(x,p) = \frac{1}{2}C(p)n\Big(\delta_{\alpha\beta}\varphi_{\mathrm{ab}}(p,x) + \mu^i_{\mathrm{ab}}\sigma^i_{\alpha\beta}\Big), \qquad (2)$$

поскольку в этом случае любая функция от спина сводится к линейной [6]. Здесь зависимость f от орбитального момента включена в функции φ_{ab} и μ^i_{ab}; $C(p)$ – нормированное на единицу максвелловское распределение атомов по импульсам; n – концентрация атомов (см$^{-3}$); $A = \{a,\alpha\}$ и $B = \{b,\beta\}$ – комбинированные индексы, объединяющие проекции орбитального момента (a,b) и спина $(\alpha,\ \beta)$; $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера; φ_{ab} – безразмерная матрица с единичным следом (φ_{aa} и φ_{bb} – относительные заселенности уровней a и b); μ^i_{ab} – матрица спинового магнитного момента атома, выраженная в единицах магнетона Бора; $\sigma^i_{\alpha\beta}$ – вектор матриц Паули. В настоящей работе предполагается отсутствие внешних воздействий на среду и поэтому принято: $\varphi_{\mathrm{ab}} = \varphi_{\mathrm{ab}}\delta_{\mathrm{ab}}$; $\mu^i_{\mathrm{ab}} = \mu^i_{\mathrm{ab}}\delta_{\mathrm{ab}}$.

Член прихода в P-состояниях по-прежнему определяет только диффузионное затухание спиновых волн и в холодных газах остается малым – пропорционально отношению мнимой и вещественной частей амплитуды рассеяния. Поэтому в настоящей работе он не рассматривается.

Таким образом, при рассмотрении спиновых волн в холодных газах со спин-орбитальным взаимодействием достаточно вычислить лишь член ухода $I^o_{\alpha,m,\alpha',m'}[p,x]$ в интеграле столкновений. Здесь α и m – проекции спина и орбитального момента атома до столкновения, а α' и m' – те же величины после столкновения. Члены ухода больцмановского интеграла для столкновений с переворотом спина ($1/2 \to -1/2$ или $-1/2 \to 1/2$) для атомов в состоянии $^2P_{1/2}$ (см. (1) и (2)) имеют следующий вид (для фермионов):

$$I^o_{-\frac{1}{2},1,\frac{1}{2},1}[p,x] = -in\pi^3\hbar^2 \int w\,(p_1)\,\mu^+_{1,1}(p_1) \times$$
$$\times \big(\mathrm{Re}(Q)\varphi_{0,0} + \mathrm{Re}(K)(2\varphi_{-1,-1} + \varphi_{0,0}\big)\,dp_1; \qquad (3)$$

$$I^o_{\frac{1}{2},1,-\frac{1}{2},1}[p,x] = in\pi^3\hbar^2 \int w\,(p_1)\,\mu^-_{1,1}(p_1) \times$$
$$\times \big(\mathrm{Re}(Q)\varphi_{0,0} + \mathrm{Re}(K)(2\varphi_{-1,-1} + \varphi_{0,0}\big)\,dp_1. \qquad (4)$$

Аналогичные интегралы $I^o_{-\frac{1}{2},-1,\frac{1}{2},-1}[p,x]$ и $I^o_{\frac{1}{2},-1,-\frac{1}{2},-1}[p,x]$ отличаются от приведенных заменой $\varphi_{-1,-1}$ на $\varphi_{1,1}$. Верхние индексы $(\mu^+_{1,1}, \mu^-_{1,1})$ означают циклические компоненты магнитного момента. Здесь величины K и Q относятся к нулевому углу рассеяния. Дисперсионное уравнение для спиновых волн, связанных со спин-орбитальным взаимодействием, может быть записано следующим образом (ср. со случаем обменного взаимодействия спинов [3]):

$$(\mathbf{kv} - \omega)\mu^\pm_{1,1}(p) = \mp\nu_{LS} \int w\,(p_1)\,\mu^\pm_{1,1}(p_1)\,dp_1, \qquad (5)$$

где ω и k – частота и волновой вектор спиновой волны, $\mathbf{v}$ – вектор скорости атома, а частота ν_{LS}, связанная со спин-орбитальным взаимодействием, имеет вид

$$\nu_{LS} = n\pi^3\hbar^2\big(\mathrm{Re}(Q)\varphi_{0,0} + \mathrm{Re}(K)(2\varphi_{-1,-1} + \varphi_{0,0})\big). \qquad (6)$$

Закон дисперсии рассматриваемых спиновых волн в гидродинамическом приближении ($\nu_{\mathrm{LS}} \gg kv$) определяется формулой

$$\omega = \mp\frac{k^2\bar{v}^2}{3\nu_{\mathrm{LS}}}. \qquad (7)$$

Как уже упоминалось выше, спин-орбитальное взаимодействие для тяжелых атомов (J, In, Ga) по порядку величины сравнимо с обменным взаимодействием. Поэтому можно ожидать, что описанный вид спиновых волн, вызванных спин-орбитальным взаимодействием, может наблюдаться в холодных газах тяжелых элементов в магнитных ловушках.

Авторы благодарят И.Л. Бейгмана за полезные обсуждения работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-00189).

1. Е. П. Башкин, Письма в ЖЭТФ **33**, 11 (1981).
2. C. Lhuiller and F.Laloë, J. Physique **43**, 22 (1982).
3. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, ЖЭТФ **129**, 863 (2006).
4. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, Письма в ЖЭТФ, **86**, 216 (2007).
5. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, ЖЭТФ **134**, 949 (2008).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, М.: Физматлит, 1963.
7. T. V. Tscherbul et al., Phys. Rev. A **80**, 040701(R) (2009).
8. M.-J.Lu et al., Phys. Rev. A **77**, 060701(R) (2008).
9. J. N. Fuchs, D. M. Cangardt, and F. Laloë, Eur. Phys. J. D **25**, 5775 (2003).
10. W. J. Mullin and R. J. Ragan, Phys. Rev. A **74**, 043607(7) (2006).