

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАССЕЯНИЯ С ПЕРЕБРОСОМ СПИНА В СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ГАЗАХ

Е.П. Башкин

Предложен новый обменный механизм транспортных явлений в спин-поляризованных системах, сопровождающихся переворотом спина рассеиваемой частицы и испусканием или поглощением коллективной спиновой волны. Соответствующее сечение рассеяния оказывается аномально большим, что может сильно влиять на устойчивость $H\uparrow$, $D\uparrow$, приводит к гигантским эффектам в нейтронной оптике.

Существование коллективных спиновых волн в поляризованных газах ¹ играет весьма важную роль и означает наличие в системе дополнительной бозевской ветви возбуждений. Взаимодействие собственно частиц газа (фермионов или бозонов) с такими коллективными возбуждениями – магнонами, может оказаться очень существенным. Обычно считалось, что рассеяние парамагнитных частиц на спиновых волнах имеет чисто релятивистскую природу и обусловлено зеемановским взаимодействием спина частицы с магнитным полем, индуцируемым колеблющимся макроскопическим магнитным моментом $M(\mathbf{r}, t)$. Тем не менее, в определенных условиях даже такая слабая магнитостатическая связь приводила к аномально большим сечениям рассеяния ². Основное утверждение данной работы состоит в том, что в поляризованных газах (и фермиевских жидкостях) существует прямой обменный механизм неупругого рассеяния частиц на тепловых флуктуациях поперечной намагниченности. Сечение такого процесса оказывается порядка обычного газокинетического сечения упругого рассеяния частиц друг на друге, а в специальных условиях значительно превосходит его.

Существование спиновых волн в разреженных газах связано с эффектами квантового преломления, которое приводит к возникновению своеобразного самосогласованного поля ферми-жидкостного типа, действующего на каждый атом газа со стороны всех остальных частиц. Существенно, что формирование такого поля происходит на расстояниях меньше длины свободного пробега. Наличие эффективного среднего поля выражается в появлении специфического слагаемого в собственной энергии частицы, которое представляет собой линейный функционал функции распределения атомов газа ¹. При не слишком высоких температурах $T \ll \hbar^2/ma^2$, где m – масса частицы, a – длина рассеяния (если газ вырожден, то это условие выполняется автоматически), основной вклад во взаимодействие определяется s -рассеянием, амплитуда которого ($-a$) не зависит от импульсов. В этом случае интегрирование в линейном функционале становится тривиальным и приводит к выражению

$$\hat{V} = gN(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{\beta} g \vec{\sigma} M(\mathbf{r}, t), \quad g \equiv \frac{2\pi \hbar^2}{m} a, \quad (1)$$

где β – магнитный момент частицы, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, N – атомная плотность. Второе слагаемое в (1) описывает взаимодействие частицы газа с макроскопическим распределением намагниченности, в данном случае с осциллирующим магнитным моментом в поле спиновой волны. Нас будет интересовать вероятность испускания или поглощения магнона частицей газа. Для определенности рассмотрим систему частиц со спином $1/2$. Поскольку речь идет только об обменном взаимодействии, то заранее очевидно (и подтверждается дальнейшими вычислениями), что возможны лишь два типа процессов (рисунок), в которых сохраняется полный магнитный момент. В обоих процессах происходит переворот спина атома газа, что компенсируется магнитным моментом излученной или поглощенной

спиновой волны, которая в определенном смысле может рассматриваться как делокализованный и коллективизированный перевернутый спин. Стандартные вычисления ³ с гамильтонианом (1) приводят к следующему дифференциальному сечению

$$d\sigma_{\alpha\beta} = \frac{2m}{pN} \left(\frac{g}{\beta\hbar} \right)^2 [\sigma_{\alpha\beta}^x S_{xx}(\omega, \mathbf{q}) - \sigma_{\alpha\beta}^y S_{xy}(\omega, \mathbf{q})] \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3},$$

$$\hbar\omega = \frac{1}{2m} (p^2 - p'^2) - \beta H (\sigma_{\beta\beta}^z - \sigma_{\alpha\alpha}^z),$$
(2)

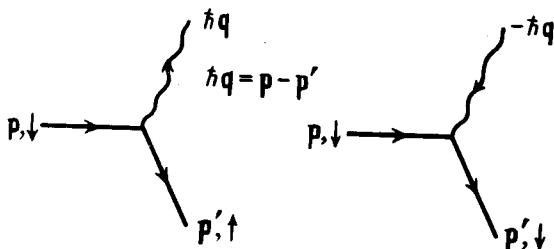
где α, β — спиновые индексы, $S_{xx} = S_{yy}$ и $S_{xy} = -S_{yx}$ — компоненты динамического магнитного структурного фактора (фурье-образ коррелятора намагниченности), H — внешнее магнитное поле. Используя соотношение

$$S_{ik}(\omega, \mathbf{q}) = -i\hbar(1 - e^{-\hbar\omega/T})^{-1} [\chi_{ik}(\omega, \mathbf{q}) - \chi_{ki}^*(\omega, \mathbf{q})],$$
(3)

удобно выразить сечение (2) через циркулярные компоненты магнитной восприимчивости $\chi_{\pm} = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx}$:

$$d\sigma_{\downarrow\downarrow} \equiv d\sigma_1 = \text{Im}\chi_{+}(\omega, \mathbf{q}) Ad\Gamma'; \quad d\sigma_{\uparrow\downarrow} \equiv d\sigma_2 = -\text{Im}\chi_{+}(-\omega, -\mathbf{q}) Ad\Gamma',$$
(4)

$$Ad\Gamma' = 4\hbar(m/pN)(g/\beta\hbar)^2 (1 - e^{-\hbar\omega/T})^{-1} d^3 p' / (2\pi\hbar)^3.$$



В случае слаботухающих спиновых волн имеем:

$$\text{Im}\chi_{+}(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2\pi}{\hbar} \beta^2 N \alpha \delta(\omega - \omega_q), \quad \alpha = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N},$$
(5)

где $\hbar\omega_q$ — энергия магнона, задаваемая соотношением ¹.

$$\omega_q = \Omega_H - \frac{1}{3} \frac{\hbar q^2}{m} \frac{E_{\uparrow} - E_{\downarrow}}{g(N\alpha)^2}.$$
(6)

Здесь $\Omega_H = 2\beta H/\hbar$ — ларморовская частота прецессии, $E_{\uparrow, \downarrow}$ — полная энергия каждой из спиновых компонент в приближении идеального газа. В рассматриваемой температурной области все импульсы малы $p|a| \ll \hbar$. Кроме того, затухание Ландау ограничивает область волновых векторов \mathbf{q} довольно малыми значениями, так что обычно второе слагаемое в (6) значительно меньше первого. Поэтому в главном приближении в законе дисперсии спиновых волн можно ограничиться ларморовской целью $\omega_q \approx \Omega_H$. После этого для полных сечений окончательно находим ($\Omega_H \tau_s \gg 1$, τ_s — релятивистское время релаксации продольной намагниченности):

$$\sigma_1 = 16\pi a^2 \alpha (1 - e^{-\hbar\Omega_H/T})^{-1} = 16\pi a^2 \alpha (N_m + 1)$$

$$\sigma_2 = 16\pi a^2 \alpha (e^{\hbar\Omega_H/T} - 1)^{-1} = 16\pi a^2 \alpha N_m,$$
(7)

где N_m — число магнонов (квантов однородной прецессии) при данной температуре, так что автоматически оказываются выполненными соотношения Эйнштейна для вероятностей излучения и поглощения.

Описанный механизм может очень существенно повлиять на транспортные свойства спин-поляризованных газов, на устойчивость атомарных $H\uparrow$, $D\uparrow$, поскольку переворот спина в этом случае приводит к рекомбинации атомов в молекулы H_2 и D_2 ⁴⁻⁶. Вклад рассеяния (7) может оказаться огромным в системах частиц с ядерным спином (${}^3\text{He}\uparrow$, ядерная динамика $H\uparrow$ и т. п.), в которых легко получить долгоживущее состояние с высокой степенью поляризации α , но в слабых магнитных полях $\beta H \ll T$. Для иллюстрации найдем сечение деполяризации пучка медленных нейтронов со спинами, ориентированными по полю, который распространяется через мишень из газообразного ${}^3\text{He}\uparrow$ с обычными для эксперимента параметрами ⁷: $\alpha \approx 0,5$; $T \approx 2$ К; $H \approx 1$ Гс. Величина сечения определяется формулами (7), в которые вместо \tilde{a} следует подставить $a_{ex} = (a_+ - a_-)/4$, где a_{\pm} — длина триплетного и синглетного упругого рассеяния нейтрона на ядре:

$$\sigma_2 \approx 16\pi a_{ex}^2 \alpha \frac{T}{\hbar \Omega_H} \sim 10^6 \text{ б.} \quad (8)$$

Сечение процесса оказывается гигантским и превосходит сечение захвата нейтрона ядром ${}^3\text{He}$ при синглетном рассеянии.

Аналогичные вычисления с первым слагаемым в гамильтониане (1) приводят к результату

$$d\sigma = \frac{m}{pN} \left(\frac{g}{\hbar}\right)^2 G(\omega, \mathbf{q}) \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (9)$$

где $G(\omega, \mathbf{q})$ — динамический формфактор для корреляций плотности. Формула (9) описывает неупругое рассеяние атомов газа с испусканием или поглощением фононов (или квантов нулевого звука в сильно вырожденном ферми-газе).

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву и Л.П.Питаевскому за полезное обсуждение и важные замечания.

Литература

1. Башкин Е.П. УФН, 1986, **148**, 433.
2. Башкин Е.П. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 322.
3. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
4. Legendijk A., Silvera I.F., Verhaar B.J. Phys. Rev. B, 1986, **33**, 626.
5. Masuhara N., Doyle J.M., Sandberg J.C. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 935.
6. Van Roijen R., Berkhout J.J., Jaakkola S., Walraven J.T.M. Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 931.
7. Nacher P.J., Leduc M., Trenec G., Laloé F. J. Phys. Lett., France, 1982, **43**, L-525.