

НЕЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЕ ЗАТУХАНИЕ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПАРАХ РУБИДИЯ

Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, В. Н. Сорокин*

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

Поступила в редакцию 15 октября 2001 г.

Проведено сравнение экспериментальных данных по распаду спиновой поляризации в парах рубидия с выводами теории, развитой авторами для спин-поляризованных бальцмановских газов. Показано, что неэкспоненциальный характер распада поляризации свидетельствует об анизотропии индикатриссы неупругого рассеяния атомов рубидия при высоких температурах. Получены оценки степени анизотропии такого неупругого рассеяния — рассеяния с изменением полного спина. В условиях эксперимента индикатрисса неупругого рассеяния оказалась сильно вытянутой вперед, степень анизотропии — порядка 1000.

PACS: 34.10.+x

В последнее время внимание многих исследователей привлечено к исследованию спин-поляризованных атомов в парах щелочных металлов. В основном этот интерес связан с возможностью сильного охлаждения таких паров вплоть до наступления бозе-конденсации [1]. Однако спин-поляризованные газы представляют собой достаточно интересный объект исследования и при высоких температурах (комнатные или выше).

Например, с их помощью можно получить достаточно большие концентрации поляризованных атомов ^3He , которые используются как для фундаментальных исследований в ядерной физике, так и в медицине [2]. В парах поляризованного рубидия Вагшул и Чап [3] обнаружили неожиданный эффект: существенно неэкспоненциальное затухание спиновой поляризации. Отметим, что неэкспоненциальное затухание спиновой поляризации согласуется с результатами теоретического анализа кинетики спин-поляризованного бальцмановского газа, полученными в наших предыдущих работах [4, 5]. Там же было предсказано существование слабозатухающих спиновых волн в поляризованных бальцмановских газах (т. е. при высоких температурах). Оба этих явления связаны с анизотропией индикатриссы упругого и неупругого рассеяний атомов щелочных металлов при высоких температурах.

Авторы работы [3] объясняют неэкспоненциальный распад спиновой поляризации рубидия особенностями геометрии эксперимента — влиянием диффузии поляризованных атомов в области наблюдения. Как уже отмечалось выше, неэкспоненциальный характер затухания спиновой поляризации является характерной особенностью поляризованного газа [4]. Дело в том, что в поляризованном газе микроскопическая функция распределения частиц является матрицей по спиновым индексам, и для вычисления магнитного момента нужны именно недиагональные по спиновым индексам элементы матрицы плотности. В этом случае необходимо использовать обобщенное кинетическое уравнение [6] с интегралом столкновений специального вида. Для частиц со спином $1/2$ конкретный вид интеграла столкновений с учетом как упругих, так и неупругих столкновений получен в работе авторов [5] (под неупругими столкновениями здесь имеются в виду столкновения, при которых не сохраняется спин, хотя энергия может сохраняться).

В результате коэффициент затухания макроскопического магнитного момента в поляризованном газе не является константой и зависит от самой величины магнитного момента. Это связано с тем, что в процессе релаксации нарушается исходное равновесное распределение частиц по скоростям и это приводит к нарушению экспоненциального закона рас-

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

пада вектора поляризации. Поэтому и скорость релаксации поляризации зависит не только от сечения самого неупругого процесса, как это обычно бывает, но и от дополнительной величины — амплитуды неупругого рассеяния на нулевой угол. В результате, уравнение распада поляризации не сводится к простому балансовому уравнению, а имеет вид

$$\dot{M} = \gamma(M)M, \quad (1)$$

где

$$\gamma(M) = \gamma_0 + \gamma_1(M). \quad (2)$$

Здесь M — безразмерная степень поляризации ($0 < M < 1$), пропорциональная магнитному моменту, коэффициент γ_0 [с^{-1}] определяет затухание магнитного момента в неполяризованном газе и пропорционален сечению соответствующего диссипативного процесса, коэффициент γ_1 зависит от величины поляризации и пропорционален вещественной части амплитуды диссипативного рассеяния на нулевой угол $\text{Re}[f(0)]$. Измерение $\gamma(M)$ дает возможность оценить как сечение затухания спина, так и величину $\text{Re}[f(0)]$.

При комнатных и более высоких температурах имеет место заметная анизотропия индикатриссы упругого рассеяния (преимущественное рассеяние на малые углы) [7]. Оценка обеих указанных выше величин позволяет выяснить, насколько эта анизотропия характерна для неупругих (по спиновым переносным) столкновений.

Зависимость γ_1 от M имеет вид

$$\gamma_1(M) = f(M)M^2. \quad (3)$$

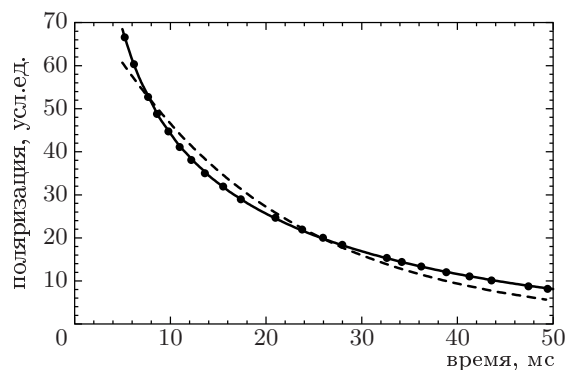
Величина $f(M)$ определяется из решения довольно сложного интегрального уравнения [8]. Однако оценка $f(M)$ по порядку величины, как обычно для кинетических коэффициентов, может быть получена довольно просто.

Представленная в [3] кривая затухания спиновой поляризации рубидия во времени позволяет определить $\gamma(M)$ (см. уравнение (1)) с помощью метода наименьших квадратов. В первом приближении было принято

$$\gamma(M) = a + bM^2. \quad (4)$$

Решение уравнения (1) можно записать как

$$M(t) = \frac{c\sqrt{a}}{\sqrt{\exp(2at) - bc^2}}, \quad (5)$$



где c — постоянная интегрирования. Оказалось, что уже приближение (3) дает хорошее описание экспериментальных данных. Методом наименьших квадратов были определены постоянные a и b :

$$a = 0.0338 \text{ мс}^{-1}, \quad b = 1.2 \text{ мс}^{-1}.$$

По поводу этих величин необходимо сделать следующие замечания. Постоянная a определяется из расчета непосредственно в единицах обратного времени (мс^{-1}). Значение постоянной b зависит от использованных в расчете единиц измерения M . В работе Вагшула и Чупа [3] поляризация M приведена в некоторых условных единицах. Было сделано предположение, что в момент отключения накачки степень поляризации паров рубидия достигала значения, близкого к предельному ($M = 1$), поскольку обычно в подобных экспериментах именно такая ситуация и возникает (см. [2]). Это предположение позволило выполнить нормировку величины M и получить приведенное выше значение параметра b .

Результаты аппроксимации представлены на рисунке. Экспериментальные данные представлены на рисунке точками, а результат аппроксимации — сплошной кривой. Штриховая кривая представляет собой аналогичную аппроксимацию экспоненциальной зависимостью с одной константой затухания. Как видно из рисунка, простая экспоненциальная аппроксимация явно недостаточна, как это отмечается и в работе [3]. Аппроксимация константы затухания по формуле (4) дает более хорошее согласие с экспериментальными данными. Отметим, что закон затухания поляризации, описываемый формулой (5) (см. (4)), весьма точно описывает экспериментальные данные, начиная с момента времени $t = 5$ мс. При меньших временах (больших значениях M) закон затухания носит, вообще говоря, более сложный характер (2).

Найденная выше постоянная a , определяющая скорость экспоненциального затухания поляризации в слабополяризованном газе ($M \ll 1$), примерно в три раза меньше, чем ее значения, обычно приводимые в литературе (см. [3] и цитируемую там литературу). Это соответствует такому же различию в величинах сечения σ_d дезактивации спина при столкновениях атомов рубидия друг с другом:

$$\sigma_d = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \quad \text{и} \quad 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

В этих оценках было принято, что в условиях эксперимента плотность атомов рубидия $N = 1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (160°C), а средняя тепловая скорость — $5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Подчеркнем, что расхождение примерно на порядок между экспериментально найденным значением сечения дезактивации спина в парах поляризованного рубидия и соответствующими расчетными значениями давно отмечается в литературе. Расчет дает значение $\sigma_d \leq 10^{-18} \text{ см}^2$ [9]. Полученное нами значение σ_d находится в меньшем противоречии с результатами соответствующих расчетов [9].

Наблюдаемый явно неэкспоненциальный характер затухания спиновой поляризации в парах рубидия, с нашей точки зрения, связан с тем обстоятельством, что затухание поляризации определяется не одним, а по крайней мере двумя параметрами. Как известно, точное вычисление кинетических коэффициентов требует решения соответствующих интегральных уравнений, однако оценить параметр b по порядку величины можно достаточно просто. При этом получается формула, содержащая два параметра: частоту упругих столкновений атомов и вещественную часть амплитуды неупругого рассеяния (с изменением полного спина) на нулевой угол $f(0)$ (см. [8]).

Чтобы получить оценку анизотропии неупругого рассеяния атомов рубидия, помимо величин a и b необходимо оценить частоту упругих столкновений атомов рубидия. Поскольку пары атомов рубидия при высоких температурах изучены еще недостаточно, в качестве оценки упругого сечения была принята величина πr^2 , где радиус r полагался равным 2.53 \AA [10]. Теперь можно получить оценку отношения вещественной и мнимой частей амплитуды неупругого рассеяния на нулевой угол $f(0)$. Имеется в виду рассеяние с изменением полного спина, ответственное за затухание поляризации ($\uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow$):

$$\frac{\text{Re}[f(0)]}{\text{Im}[f(0)]} \sim 10^3. \quad (6)$$

Отметим, что величина $\text{Im}[f(0)]$, согласно оптической теореме, пропорциональна полному сечению рассматриваемого процесса (в данном случае — величине a). Как и следовало ожидать, индикатрисса неупругого рассеяния атомов рубидия сильно анизотропна (хотя приведенная оценка степени анизотропии индикатриссы рассеяния справедлива лишь по порядку величины). Отметим, что при высоких температурах в поляризованных парах рубидия возможно распространение слабозатухающих спиновых волн — новой коллективной моды, которая возникает при выраженной анизотропии упругого рассеяния атомов [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 99-02-16304).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Fitzgerald, Phys. Today **54**, 13 (2001).
2. Н. Н. Колачевский, А. А. Папченко, Ю. В. Прокофьевичев, В. Р. Ской, И. И. Собельман, В. Н. Сорокин, КЭ **30**, 81 (2000).
3. M. E. Wagshul and T. E. Chupp, Phys. Rev. A **49**, 3854 (1994).
4. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, ЖЭТФ **115**, 865 (1999).
5. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, ЖЭТФ **118**, 877 (2000).
6. R. F. Snider, J. Chem. Phys. **32**, 1051 (1960).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
8. Т. Л. Андреева, П. Л. Рубин, Письма в ЖЭТФ **67**, 777 (1998).
9. Е. И. Дашевская, Опт. и спектр. **51**, 71 (1980).
10. Н. М. Барон, Э. И. Квят, Е. А. Подгорная и др., *Краткий справочник физико-химических величин*, Госхимиздат, Ленинград (1957).