

Краткие сообщения

02:07

Экспериментальное определение сдвига частоты зеемановского резонанса атомов цезия, обусловленного спин-обменными столкновениями с атомами рубидия

© С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 29 сентября 1995 г.)

В работе [1], посвященной изучению сдвигов частоты магнитного резонанса $6^2S_{1/2}$ -атомов цезия, поляризованных в результате спинового обмена с оптически ориентированными атомами рубидия, было установлено, что переход от прямой оптической накачки атомов цезия к их спин-обменной поляризации приводит к существенному (более чем на порядок) уменьшению ориентационного сдвига¹ при сохранении удовлетворительной магнитовариационной чувствительности. В связи с этим появляется возможность использования механизма спин-обменной поляризации при столкновении атомов различных щелочных металлов для целей квантовой магнитометрии [2]. Это обуславливает, в частности, интерес к более детальному изучению сдвигов частоты наблюдаемых спин-обменных сигналов.

В ходе предыдущих исследований [1] было показано, что обнаруженный остаточный ориентационный сдвиг спин-обменного цезиевого сигнала связан в основном с асимметрией линии магнитного резонанса, определяемой неразрешенной зеемановской структурой $6^2S_{1/2}$ -атомов цезия в постоянном магнитном поле $H_0 \simeq 0.5 \text{ Э}$. В то же время остается открытым вопрос о величине сдвига, обусловленного спин-обменными столкновениями атомов щелочных металлов.

Целью настоящей работы является экспериментальное определение ориентационного сдвига частоты, обусловленного собственно спин-обменными столкновениями щелочных атомов. Для того чтобы исключить маскирующее этот сдвиг влияние неразрешенной зеемановской структуры основного состояния атомов щелочных металлов, такие исследования необходимо проводить либо в высоком магнитном поле ($\simeq 10 \text{ Э}$), когда все зеемановские компоненты суммарного сигнала магнитного резонанса являются

¹ Под ориентационным сдвигом частоты понимается изменение частоты магнитного резонанса при смене знака циркулярной поляризации света накачки, что эквивалентно инверсии направления постоянного магнитного поля при фиксированном знаке циркулярной поляризации света.

хорошо разрешенными по частоте, либо в достаточно низком магнитном поле, когда расстояние по частоте между соседними зеемановскими компонентами меньше ожидаемого спин-обменного сдвига частоты. В настоящей работе использовался второй способ. Для этого эксперимент проводился на установке для оптической ориентации атомов, помещенной в многослойный магнитный экран, внутри которого размещался соленоид для создания слабого магнитного поля $H_0 = 0.05 \text{ Э}$. Корректирующие обмотки, размещенные на концах соленоида, а также дополнительное шиммирование магнитного поля обеспечивали относительную однородность поля H_0 в объеме рабочей кюветы $\simeq 10^{-6}$. Методика измерения спин-обменного сдвига частоты зеемановского резонанса атомов цезия, которые находились в стеклянной кювете, содержащей щелочные металлы ^{87}Rb и ^{133}Cs (в равных весовых количествах), а также буферный газ азот (100 Тор), заключалась в последовательном измерении частоты магнитного резонанса атомов цезия сначала для σ^+ -поляризации света накачки от рубидиевой лампы (обеспечивающей прямую оптическую ориентацию атомов Rb), а затем для σ^- -поляризации света накачки. Разница измеренных таким образом резонансных частот представляла собой удвоенную величину ($2\delta f_0$) спин-обменного сдвига.

Следует отметить некоторые методические особенности эксперимента. Во-первых, из-за малой величины наблюдаемого сдвига $2\delta f_0$ для его измерения использовалась техника синхронного детектирования спин-обменного сигнала атомов цезия при амплитудной модуляции величины постоянного магнитного поля с частотой 10 Гц. При σ^- -поляризации накачивающего рубидиевого света частота РЧ генератора (создающего переменное магнитное поле, возбуждающее зеемановские переходы в основном состоянии атомов Cs) настраивалась на центр сигнала магнитного резонанса (минимум выходного напряжения синхронного детектора при дифференциальном прохождении через резонанс) и проводилась запись выходного напряжения синхронного детектора. Постоянство резо-

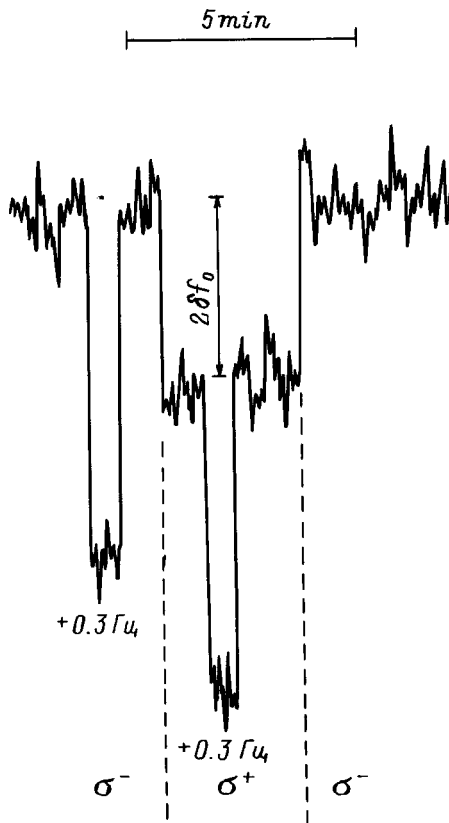


Рис. 1. Пример записи выходного напряжения синхронного детектора ($\tau_{\text{сд}} = 1$ с) вблизи центра линии магнитного резонанса атомов цезия (F_4), поляризованных в результате спин-обменных столкновений с оптически ориентированными атомами рубидия (для σ^- - и σ^+ -поляризаций света накачки), при температуре кюветы $\approx 58^\circ\text{C}$. Калибровочные отписки получены путем изменения частоты радиополя f на величину $+0.3$ Гц.

насных условий обеспечивалось путем стабилизации магнитного поля с помощью квантового магнитометра, размещенного недалеко от рабочей кюветы [3], и применения РЧ генератора с кварцевой стабилизацией частоты. Регистрация спин-обменного сдвига частоты осуществлялась по смещению шумовой дорожки при смене знака циркулярной поляризации света накачки на противоположный (σ^+). Пример записи таких измерений представлен на рис. 1. Определение абсолютной величины сдвига частоты и его знака осуществлялось с помощью калибровочных импульсов, получаемых путем скачкообразного изменения частоты РЧ генератора на заданную величину.

Во-вторых, чтобы определить сдвиги зеемановской частоты для каждого СТС (сверхтонкое состояние) подуровня атомов Cs (близко расположенных по частоте, но имеющих разные знаки g -факторов) в эксперименте применялось вращающееся РЧ поле, позволяющее проводить исследования спин-обменного сдвига в каждом из двух сверхтонких состояний

($F = 3$ и 4) атомов цезия. Для создания вращающегося РЧ магнитного поля использовалась пара взаимно ортогональных колец Гельмгольца. На одну из них подавалось напряжение непосредственно от РЧ генератора, а на вторую — через усилитель, выходное напряжение которого регулировалось по амплитуде и фазе.

На рис. 2 представлена экспериментально полученные (в температурном диапазоне 20 – 80°C) значения величины ($2\delta f_0$) для каждого из СТС подуровней $6^2S_{1/2}$ -атомов цезия. На этом же рисунке показана теоретическая зависимость удвоенной величины спин-обменного сдвига частоты от температуры, рассчитанная в работе [1]. Учитывая погрешности измерений и оценочный характер расчета [1], можно отметить удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических значений величины $2\delta f_0$.

Относительно различия значений спин-обменных сдвигов для разных сверхтонких состояний атомов цезия при температуре выше $\approx 65^\circ\text{C}$ (рис. 2) можно привести следующее качественное объяснение. Спин-обменный сдвиг частоты для смеси двух щелочных металлов является результатом спин-обменных столкновений как атомов разных элементов (Cs–Rb), так и атомов одного элемента (Cs–Cs). Можно предположить, что вклад в суммарную величину спин-обменного сдвига от столкновений атомов одного элемента должен быть разным для двух сверхтонких состояний. Это связано с тем, что столкновения типа

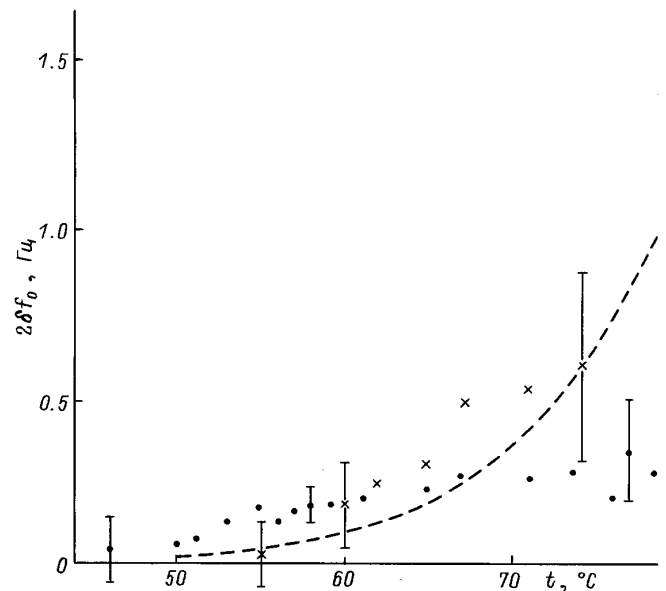


Рис. 2. Экспериментально полученные значения удвоенного спин-обменного сдвига частоты зеемановского резонанса атомов цезия для $F = 4$ (точки) и (крестики). Штриховая линия — расчетная зависимость $2\delta f_0$ от температуры кюветы [1]. Представленные на рисунке примеры погрешностей измерений определялись соотношением сигнал/шум при регистрации спин-обменного сдвига частоты.

$Cs(F)-Cs(F')$ при $F = F'$ не могут приводить к сдвигу частоты, поскольку ларморовские частоты сталкивающихся атомов одинаковы. В противоположном случае, т.е. при $F \neq F'$, ларморовские частоты двух сверхтонких состояний различны, поэтому такой спиновой обмен должен сопровождаться сдвигом частоты. Электронная поляризация атомов цезия, определяющая величину спин-обменного сдвига [4], в состоянии с $F = 3$ меньше аналогичной величины для $F = 4$. Поэтому вклад в спин-обменный сдвиг сигнала магнитного резонанса атомов цезия для смеси атомов Rb и Cs от столкновений типа Cs-Cs должен быть меньше при наблюдении резонанса в состоянии с $F = 4$, чем в состоянии с $F = 3$, что качественно соответствует экспериментальным данным, представленным на рис. 2.²

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально определены сдвиги частоты спин-обменных сигналов в каждом из сверхтонких состояний атомов цезия, обусловленные их спин-обменными столкновениями друг с другом и с атомами рубидия. Показано, что величина этих сдвигов не превышает $\delta f_0 \simeq 0.1$ ($F = 4$), $\simeq 0.25$ Гц ($F = 3$) в диапазоне температур до $\simeq 80$ °С и имеет положительный знак при σ^+ -поляризации света накачки, осуществляющего прямую оптическую ориентацию атомов рубидия (^{87}Rb).

Научная работа выполнена при частичной поддержке Международным научным фондом и Правительством Российской Федерации, грант N NUD300.

Список литературы

- [1] Дмитриев С.П., Доватор Н.А. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 9. С. 183–187.
- [2] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [3] Блинов Е.В., Дмитриев С.П., Кулешов П.П., Окуневич А.И. // Тез. ВСООАМ. Л.: ФТИ, 1986. 52 с.
- [4] Harper W. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. N 2. P. 169–249.

² Теоретическая зависимость, приведенная на рис. 2, рассчитывалась в предположении равенства величин электронной поляризации атомов Cs для двух сверхтонких состояний.