

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ПРОДОЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АТОМОВ КАЛИЯ В ЯЧЕЙКЕ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ СТенок

М.В.Балабас, М.И.Карузин, А.С.Пазгалев

Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова

199034 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 1999 г.

Представлены результаты экспериментального исследования времени продольной релаксации  $T_1$  электронной поляризации основного состояния атомов калия в ячейках с антирелаксационным покрытием стенок. Исследования проведены для ряда ячеек при температуре  $T = 24^\circ\text{C}$ . Максимальные зарегистрированные времена релаксации  $\tau$  равны 3.6, 4.3, 5.2 с для ячеек диаметром  $D = 50, 75$  и  $100$  мм, соответственно. Это наибольшие времена продольной релаксации, зарегистрированные когда-либо в ячейках с покрытием. Для этих ячеек при той же температуре измерено время поперечной релаксации  $T_2 = 0.72, 1.1, 1.4$  с, соответственно.

PACS: 33.35.Cv

Ячейки с антирелаксационным покрытием стенок [1], содержащие пары калия, используются в прецизионных квантовых магнитометрах [2, 3], в планируемом эксперименте по измерению ядерного анапольного момента калия [4] и в экспериментах по нелинейному магнитооптическому вращению в парах рубидия [5]. До сих пор все наше внимание было сосредоточено на исследовании путей увеличения времени поперечной релаксации  $T_2$ , так как именно оно определяет темновую ширину линии двойного радиооптического резонанса и фактор качества  $M_z$ -сигнала. Максимальная амплитуда  $M_z$ -сигнала зависит от величины  $\sqrt{T_2/T_1}$ , и наибольший фактор качества  $M_z$ -сигнала реализуется при  $T_1 = T_2$ .

До настоящего времени нет экспериментальных данных по сравнительному исследованию времени продольной,  $T_1^C$ , и поперечной,  $T_2^C$ , релаксаций на покрытии в одних и тех же ячейках. Общепринято полагать [6], что  $T_1^C = T_2^C$ . Результаты наших исследований времени продольной и поперечной релаксаций представлены в этой работе.

Экспериментальное исследование времени  $T_1$  обычно проводят методом Франзена [7] при зеemanовской оптической накачке. Мерой релаксации служит изменение поглощения света циркулярной поляризации вследствие изменения распределения населенностей  $\Delta n_i$  зеemanовских подуровней основного состояния из-за релаксационных переходов между ними:  $S(t) = \sum \Delta n_i(t) W_i$ , где  $W_i$  – относительные вероятности поглощения  $\sigma^+$ -поляризованного света. Как известно [8, 9], регистрируемый сигнал в этом случае характеризуется двумя экспонентами. Для атомов с ядерным спином  $I$  сигнал имеет вид

$$S(t) = (1 - a) \exp(-t/\tau_1) + a \exp(-t/\tau_2), \quad (1)$$

где  $a = 2 < I_z(0) > / (4I^2 + 4I - 1) < S_z(0) >$ ,  $< S_z(0) >$  и  $< I_z(0) >$  – электронная и ядерная поляризации оптически накачанных атомов. Показатели экспонент  $1/\tau_1$

и  $1/\tau_2$  определяются как взвешенные суммы скоростей релаксации отдельных каналов релаксации, для спина  $I = 3/2$  наибольшее возможное отношение показателей в формуле (1)  $\tau_1/\tau_2 = 8$  [9].

Формирование френзеновского сигнала происходит следующим образом. Пары атомов облучаются вдоль вектора магнитной индукции циркулярно поляризованным светом  $D_1$ -линии основного дублета при равенстве интенсивностей ее сверхтонких компонент. Это приводит к возникновению макроскопического электронного магнитного момента ансамбля атомов. После того как свет прекращается, происходит релаксация электронной поляризации основного состояния в темноте. Через некоторое время возобновляется облучение ячейки. Разность интенсивности света в момент до перекрытия  $S(t_1)$  и в момент возобновления облучения  $S(t_2)$  в зависимости от длительности темновой паузы  $t = t_2 - t_1$  описывает релаксационный процесс (рис.1 и 2).

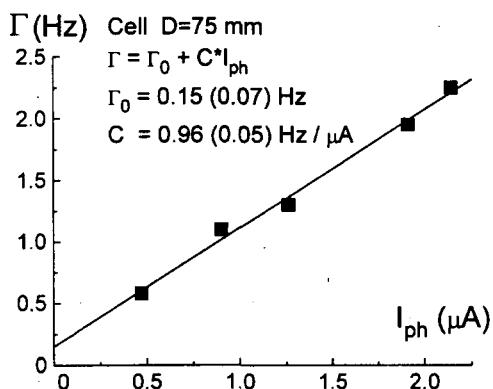


Рис.1. Вид сигнала для темновой паузы  $t = t_2 - t_1 = 4.27$  с. Амплитуда сигнала приведена в единицах младшего разряда аналого-цифрового преобразователя ADC. Подробности в тексте

Эксперимент по измерению времени  $T_1$  проводился в стабильном магнитном поле индукцией  $B = 15$  мкТл и  $B = 30$  мкТл, создаваемом соленоидом в магнитном экране. Источником света служила лампа высокочастотного разряда специальной конструкции, обеспечивающей активную стабилизацию температуры отростка с металлом независимо от режима разряда в рабочем объеме лампы. Равенство интенсивностей сверхтонких компонент  $D_1$ -линии для калия легко выполняется, потому что доплеровское уширение линии гораздо больше сверхтонкого расщепления. Для передачи света от источника к ячейке и от ячейки к фотоприемнику использовались световоды. Нужная спектральная компонента —  $D_1$  — выделялась с помощью интерференционного светофильтра. Прерывание света осуществлял электромеханический затвор. Для регистрации сигнала использовался инвертирующий усилитель постоянного тока с коэффициентом преобразования тока в напряжение 41.6 В/мкА. С выхода усилителя сигнал поступал на 8-битовый аналого-цифровой преобразователь, младший бит преобразователя соответствовал 19.5 мВ. Временной интервал между отсчетами был равен 0.42 мс, ширина фронта включения и выключения — не более 8 мс. При каждом периоде темновой паузы производилось 9-кратное накопление сигнала для улучшения отношения сигнал/шум. Для управления экспериментом, сбора и обработки информации применялся компьютер.

Характерный вид регистрируемого сигнала представлен на рис.1. Амплитуда сигнала приведена в единицах минимального шага преобразования, время — в секун-

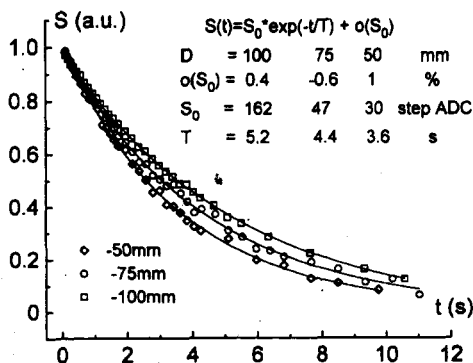


Рис.2. Экспериментальные и модельные данные для ячеек диаметром 50, 75 и 100 мм. Амплитуда сигнала нормирована на единицу

дах. По переходному процессу после окончания темновой паузы определено время накачки  $T_{pump} \approx 0.1$  с при регистрируемом фототоке  $I_{ph} = 2$  мкА. Графики восстановленной кривой релаксации в темноте представлены на рис.2. Амплитуда сигналов нормирована на единицу, время указано в секундах. Экспериментальные кривые хорошо моделируются одноэкспоненциальной зависимостью вида

$$S(t) = S_0 \exp(-t/\tau) + o(S_1). \quad (2)$$

Надежность применения такой модели ограничена реализуемым в эксперименте максимальным временем темновой паузы – 12 секунд – и отношением сигнал/шум. Для регистрации релаксационной кривой в виде двух экспонент с максимально возможным отличием показателей необходимо увеличить время темновой паузы до 80 с, что потребует создания опорного канала по свету для подавления шумов, связанных с дрейфом интенсивности света.

Погрешность определения величин  $S_0$ ,  $\tau$ ,  $o(S_1)$  не превосходит 8%. Она оценена из воспроизводимости релаксационной кривой (рис.2) как целого и определяется отношением сигнал/шум. Величина  $o(S_1)$  с точностью до погрешности ее определения оказалась равной нулю для каждой релаксационной кривой, что указывает на адекватность одноэкспоненциальной модели.

Для ячеек диаметром 50, 75 мм с естественной смесью изотопов и 100 мм с изотопом калия  $^{41}\text{K}$  – максимальные достигнутые времена  $\tau$  равны 3.6, 4.2 и 5.2 с, соответственно. Это наибольшие времена продольной релаксации электронной поляризации основного состояния атомов щелочных металлов, зарегистрированные когда-либо. До сих пор максимальное время продольной релаксации  $T_1 \approx 1$  с было получено в парах рубидия с использованием дейтерированного покрытия [8]. Зависимость  $\tau$  от величины магнитной индукции не наблюдалась в пределах погрешности измерений.

Разброс времен  $\tau$  для ячеек одного размера был велик. Так, для ячеек диаметром 100 мм измеренные времена лежат в диапазоне от 5.2 до 0.7 с. Такой большой разброс времен  $\tau$  наиболее естественно объяснить доминированием релаксации на парамагнитных центрах при существенном разбросе числа таких центров в разных ячейках одного размера. Так, при времени релаксации  $T = 1$  с атом испытывает  $5 \cdot 10^3$  столкновений со стенкой, не приводящих к релаксации. Следовательно, вероятность столкновения атома с центром за это время должна быть значительно меньше 1%. Количественная оценка концентрации примесей представляет значительную трудность, так как парамагнитной примесью нужно считать и оборванную

химическую связь, образовавшуюся в процессе нанесения покрытия вследствие термической деструкции.

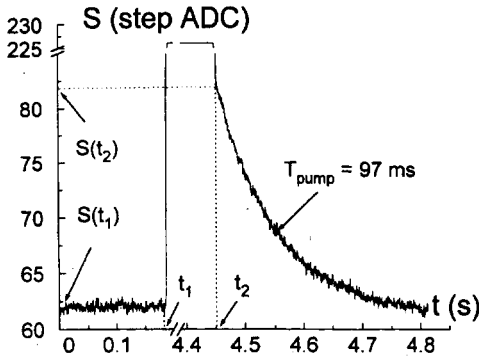


Рис.3. Зависимость ширины линии  $\Gamma$  от фототока  $I_{ph}$  для ячейки диаметром  $D = 75$  мм

В ячейках с максимальными значениями  $\tau$  было измерено время поперечной релаксации  $T_2$ , которое определялось путем экстраполяции ширины  $\Gamma_0$  двойного радиооптического резонанса к нулевому значению интенсивности света и амплитуды радиополя (рис.3). Резонанс регистрировался методом синхронного детектирования на отдельной крайней компоненте спектра ( $F = 2, m_f = 2 \iff F = 2, m_f = 1$ ) в однородном стабилизированном магнитном поле 50 мкТл в мере магнитной индукции [2]. При температуре 24 °С найдены величины  $\Gamma_0 = 0.22, 0.15$  и  $0.11$  Гц, что соответствует  $T_2^\Sigma = 1/2\pi\Gamma_0 = 0.72, 1.1$  и  $1.4$  с для ячеек диаметром 50, 75 и 100 мм, соответственно. Относительная погрешность определения  $\Gamma_0$  велика – 50% – при весьма малой абсолютной погрешности – 0.05 Гц. Таким образом, зарегистрированные времена продольной релаксации  $T_1$  оказались существенно больше времен поперечной релаксации  $T_2$ .

Проанализируем и оценим вклады в суммарную скорость релаксации от отдельных каналов релаксации для ячеек с максимальными временами релаксации. Основными механизмами релаксации в ячейках с антирелаксационным покрытием оказываются спиновый обмен между атомами (соответствующее время релаксации обозначим  $T^S$ ), релаксация на капле металла при попадании атома из объема ячейки в отросток с металлом через разделяющую их диафрагму (релаксация на дырке –  $T^H$ ) и взаимодействие атомов с материалом покрытия (время релаксации  $T^C$ ) и парамагнитными центрами (время  $T'$ ).

Для паров калия при комнатной температуре и сечении спинового обмена  $\sigma = 3.6 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup> время  $T_2^S$ , обусловленное спиновым обменом, оценивается в 9.5 с [10]. Влияния спинового обмена на  $T_1$  при наблюдении электронной поляризации нет [8, 11]. Выделим в  $T_2$  не зависящий от спинового обмена вклад. Полагая, что

$$1/T_2^\Sigma = 1/T_2^C + 1/T_2^S + 1/T_2^H, \quad (3)$$

получим  $1/T_2 = 1/T_2^\Sigma - 1/T_2^S = 0.78, 1.3$  и  $1.6$  с для ячеек диаметром 50, 75 и 100 мм, соответственно. Наблюдается прямая пропорциональность времени  $T_2$  размеру ячейки, что указывает на доминирующий вклад в  $T_2$  от релаксации на стенке ячейки. Для релаксации на дырке и на парамагнитном центре верно равенство  $T_1^H = T_2^H$ ,  $T_1' = T_2'$ . Существенное различие  $\tau$  и  $T_2$ , а также пропорциональность  $T_2$  разме-

ру ячейки указывают на то, что доминирующий вклад в поперечную релаксацию вносит релаксация на материале покрытия,  $T_2^E \approx T_2^C$ .

Таким образом, мы приходим к выводу, что доминирующий вклад в продольную релаксацию электронной поляризации основного состояния атомов калия в ячейке с антирелаксационным покрытием стенок вносит релаксация на парамагнитных центрах, в то время как поперечная релаксация вызывается взаимодействием атомов с диамагнитным материалом покрытия, что и приводит к существенному различию времени продольной и поперечной релаксаций на покрытии,  $T_1^C \gg T_2^C$ .

Авторы благодарят Е.Б.Александрова за постоянный интерес к работе, а также В.С.Хромова и С.Г.Пржибельского за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов.

- 
1. М.В.Балабас, В.А.Бонч-Бруевич, С.В.Провоторов, в Тез. докл. I Всесоюзн. сем. "Квантовые магнитометры", Л.: ГОИ им.С.И.Вавилова, 1988, с.55.
  2. Е.Б.Александров, В.А.Бонч-Бруевич, Н.Н.Якобсон, Опт. журнал **11**, 17 (1993).
  3. Е.Б.Александров, А.С.Пазгалева, Ж.Л.Рассон, Опт. и спектр. **82**, 14 (1997).
  4. Е.Б.Александров, М.В.Балабас, Д.Будкер и др., Препринт NP-61-1998 2275, РАН ПИЯФ им.Б.П.Константинова (1998).
  5. D.Budker, V.Yashchuk, and M.Zolotarev, *Inter. Conf on Atom Physics 1998 (ICAP XVI)*, Windsor, Canada, 1998.
  6. Е.Б.Александров, в Сб. научн. трудов "Оптическая ориентация атомов и молекул", Л.: ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 1987, с.7.
  7. W.Franzen, *Phys. Rev.* **115**, 850 (1959).
  8. M.A.Bouchiat, J.Brossel paraffin-coated walls, *Phys. Rev.* **147**, 41 (1966).
  9. H.Gibbs, *Phys. Rev.* **139**, 1374 (1965).
  10. Е.Б.Александров, М.В.Балабас, А.К.Вершовский и др., Опт. и Спектр. (1999) (в печати).
  11. A.Moretti and F.Strumia, *Phys. Rev.* **A3**, 349 (1971).