

02

Возможность измерения анапольного момента атома калия

© В.Ф. Ежов, М.Г. Козлов, Г.Б. Крыгин, В.А. Рыжов, В.Л. Рябов

С.-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН
E-mail: <http://www.pnpi.spb.ru/>

Поступило в Редакцию 22 апреля 2004 г.

Предлагается измерять зависящую от спина ядра P -нечетную амплитуду в переходах между сверхтонкими компонентами основного состояния изотопов калия. Основной вклад в эту величину обусловлен анапольным моментом ядра, поэтому прецизионное измерение P -нечетных спин-зависящих эффектов может дать новую информацию о слабых взаимодействиях. Установлено, что измерение P -нечетного эффекта, зависящего от спина ядра, со статистической точностью 1% может быть сделано приблизительно за 1 час.

За последние годы достигнут значительный прогресс в области исследования слабых взаимодействий методами атомной физики [1–3]. В этих экспериментах измерялась P -нечетная $E1$ -амплитуда в оптических переходах тяжелых атомов. Часть этой амплитуды, которая не зависит от спина ядра и несет информацию о слабом заряде атомных ядер, хорошо изучена. Ее измерение в свое время стало одним из важнейших доказательств существования нейтральных токов. С другой стороны, P -нечетные эффекты, которые зависят от спина ядра, практически не исследованы. Основной вклад в величину P -нечетной спин-зависящей амплитуды обусловлен анапольным моментом ядра, поэтому измерение таких эффектов дает также новую информацию о слабых взаимодействиях в адронном секторе. Первые измерения спин-зависящей амплитуды были проведены на Cs [1], причем измеренная величина константы анапольного момента оказалась больше теоретически предсказанной.

В работе [4] экспериментальные данные [1] были использованы для определения констант P -нечетного потенциала для протона и нейтрона. Полученный результат значительно отличается от соответствующих величин, полученных из ядерно-физических экспериментов [5]. Поэтому проведение новых измерений констант P -нечетного потенциала для других атомов является очень важным.

К сожалению, практическая реализация таких измерений в оптических переходах оказывается чрезвычайно сложной задачей. Это обусловлено, во-первых, тем, что спин-зависящий P -нечетный эффект примерно в 100 раз слабее спин-независящего. Более того, обычно сверхтонкая структура оптической линии не разрешена полностью, и спин-зависящий P -нечетный эффект проявляется лишь в слабом искажении профиля P -нечетного сигнала. Поэтому для извлечения спин-зависящей части амплитуды слабого взаимодействия из измеренного сигнала необходимо хорошо знать профиль P -нечетного спин-независящего сигнала, а это является не менее сложной проблемой.

В настоящем эксперименте предполагается измерять зависящую от спина P -нечетную амплитуду в переходах между сверхтонкими компонентами основного состояния ^{41}K [6,7]. Такой вариант эксперимента содержит в себе три основных преимущества по сравнению с оптическими экспериментами, проводившимися ранее.

Во-первых, отсутствует вклад в амплитуду части P -нечетного взаимодействия, которая не зависит от спина ядра, и поэтому P -нечетный сигнал будет полностью обусловлен зависящей от спина ядра частью гамильтониана слабого взаимодействия.

Во-вторых, для переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния калия достигнута рекордно малая величина скорости спиновой релаксации поляризации атомов в ячейки и соответственно малая полуширина резонанса. Это, в свою очередь, позволяет достичь экстремально высокой статистической чувствительности к P -нечетному сигналу.

В-третьих, для изотопа ^{41}K в сильном постоянном магнитном поле частота перехода может быть понижена до 60 МГц. Это позволяет расположить ячейку с характерным размером порядка 3 см в пучности электрического поля (и соответственно в узле магнитного) и подавить таким образом P -четную амплитуду магнитного дипольного перехода на несколько порядков. Кроме того, в сильном магнитном поле имеется возможность дополнительного подавления амплитуды фонового $M1$ -перехода. При изменении постоянного магнитного поля в диапазоне (400 ÷ 4000) Gs амплитуда магнитного перехода изменяется на порядок, в то время как частота и P -нечетная амплитуда практически не меняются. Это позволяет контролировать основной ложный эффект, связанный с $M1$ -амплитудой¹.

¹ Идея о настройке аппаратуры в слабом поле и проведении измерения эффекта в сильном поле была предложена Д. Будкером.

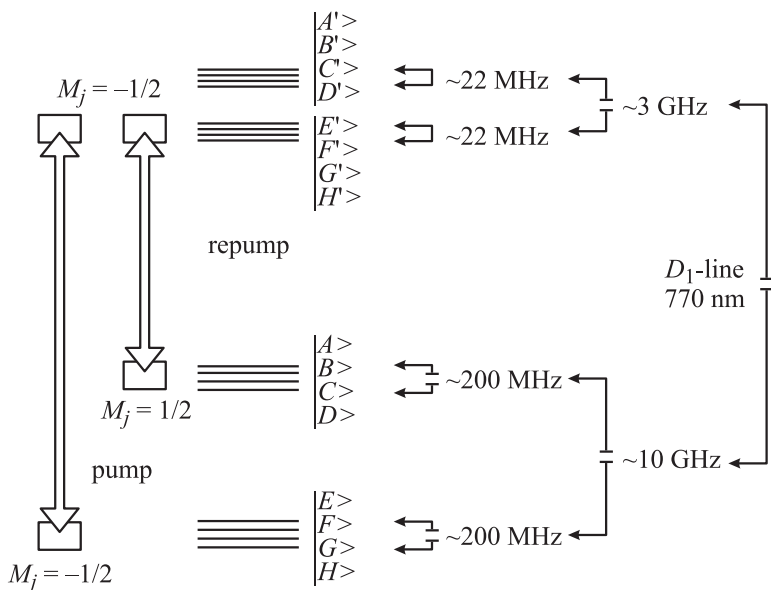


Рис. 1. Схема устройства для оптической накачки при $B_0 \sim 4000$ Gs.

И наконец, в качестве преимущества следует отметить возможность проведения измерений на еще двух изотопах калия с отличным от нуля ядерным спином (^{39}K , $I = 3/2$ и ^{40}K , $I = 4$). Измерения для трех изотопов, два из которых нечетно-протонные, а один нечетно-нечетный, позволяют извлечь информацию о константах P -нечетного потенциала для протона и нейтрона g_p и g_n .

Основная идея эксперимента заключается в измерении интерференции между разрешенным $M1$ и индуцированным P -нечетным взаимодействием $E1$ матричными элементами в переходах между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома калия. Впервые такая схема эксперимента была предложена для атомов водорода и подробно изложена в [8,9].

Рассмотрим временную диаграмму проведения эксперимента для варианта трехимпульсной схемы. Каждая серия измерений P -нечетного эффекта начинается со светового импульса правоциркулярной поляризации, распространяющегося в ячейке в направлении B_0 , который

готовит ансамбль атомов калия в одном квантовом состоянии $|E\rangle$ (рис. 1). Затем на систему воздействует импульс ВЧ магнитного поля с условной фазой $\theta^0 \beta_1 = \beta_1 \cos(\omega t)\mathbf{x}$ и длительностью τ_β , достаточной для поворота вектора магнитного момента системы (первоначально ориентированного циркулярно поляризованным светом вдоль оси z) в плоскость xy . При этом заселенности состояний $|E\rangle$ и $|F\rangle$ выравниваются. Далее на систему действует электрическое ВЧ поле с фазой $\varphi \varepsilon_2 = \varepsilon_2 \cos(\omega t + \varphi)\mathbf{y}$ в течение времени τ_ε , после чего снова подается импульс ВЧ магнитного поля с условной фазой $\theta \beta_1 = \beta_1 \cos(\omega t + \theta)\mathbf{x}$ и длительностью τ_β . При этом амплитуда вероятности обнаружить атомы в состоянии $|F\rangle$:

$$a = a_{M1} + a_{E1} + a_{M2} = \mu\beta_1\tau_\beta + d\varepsilon_2\tau_\varepsilon e^{-i\varphi} + \mu\beta_1\tau_\beta e^{-i\theta},$$

где

$$\mu \cong \mu_B \cdot \frac{\sqrt{3}\Delta E_{hfs}}{4\mu_B B_0}$$

представляет собой $M1$ -амплитуду перехода $|E\rangle \rightarrow |F\rangle$, μ_I — вклад от магнитного момента ядра, ΔE_{hfs} — константа сверхтонкого взаимодействия, а $d \cong 2 \cdot 10^{-14} \cdot ea_0$ — зависящая от спина ядра, индуцированная P -нечетным взаимодействием $E1$ -амплитуда, величина которой была сосчитана в [6]. В этих выражениях μ_B — магнетон Бора, e — заряд электрона, a_0 — радиус первой боровской орбиты. Заселенность конечного состояния $|F\rangle$ зондируется посредством оптического возбуждения пробным световым импульсом с последующим детектированием света флуоресценции, интенсивность которого пропорциональна вероятности радиочастотного перехода из начального состояния $|E\rangle$:

$$S(\varphi, \theta) \propto 4(\mu\beta_1\tau_\beta)^2 \cos^2(\theta/2) + 4(\mu\beta_1\tau_\beta)(d\varepsilon_2\tau_\varepsilon) \cos(\varphi - \theta/2) \cos(\theta/2)$$

(при условии $d\varepsilon_2\tau_\varepsilon \ll \mu\beta_1\tau_\beta$). В этих оценках мы пренебрегаем также релаксацией между подуровнями сверхтонкой структуры. Сигнал S содержит интерференционный член, который линейно зависит от искомой величины d . При изменении относительных фаз полей в прикладываемых импульсах (φ и θ) возможно выделение P -нечетной амплитуды. Например, если в серии измерений, следующей за первой серией, фаза электрического ВЧ поля изменяется на π , тогда вычитание сигналов этих двух серий сохранит только интерференционный член. Такие две серии измерений с разными относительными фазами ВЧ полей можно

циклически повторять, а сигнал накапливать в памяти компьютера, подавая его через АЦП. В результате наблюдаемая асимметрия будет определяться выражением:

$$A(\varphi, \theta) = [S(\varphi, \theta) - S(\varphi + \pi, \theta)] / [S(\varphi, \theta) + S(\varphi + \pi, \theta)] \\ = [d\varepsilon_2\tau_e \cos(\varphi - \theta/2)] / [\mu\beta_1\tau_\beta \cos\theta/2].$$

Как видно из формулы, выбором значений фазовых сдвигов θ и φ можно влиять на величину наблюдаемой асимметрии. Время набора статистики для определения P -нечетного, зависящего от спина ядра эффекта со статистической точностью 1% составляет 1 час [7] при следующих экспериментальных параметрах:

- 1) эффективность оптической накачки составляет 100%;
- 2) эффективность детектирования сигнала флуоресценции $\sim 10\%$;
- 3) длительности цикла измерений порядка 0.1 s при времени спиновой релаксации в ячейке ~ 1 s;
- 4) используется большое радиочастотное электрическое поле с амплитудой $\varepsilon_2 \sim 1$ kV/cm;
- 5) ячейка располагается в магнитном поле $B_0 \approx 4000$ Gs;
- 6) амплитуда радиочастотного магнитного поля равна $\beta_1 \sim 10^{-2}$ Gs.

Схема экспериментальной установки, удовлетворяющей всем этим требованиям, показана на рис. 2. Ячейка с парами калия располагается в пучности радиочастотного электрического поля в гибридном одномодовом резонаторе. Этот резонатор формируется $\lambda/4$ коаксиальной линией и плоскопараллельным конденсатором, расположенным на ее конце. Существует несколько очевидных преимуществ использования резонатора по сравнению с резонансным контуром на сосредоточенных LC -элементах. Во-первых, для интересующих нас частот добротность такого резонатора достигает 1000, что позволяет обеспечить необходимую амплитуду электрического поля в конденсаторе при сравнительно небольшой рассеиваемой ВЧ мощности (около 6 W). Во-вторых, резонатор решает проблему паразитной емкости, которая в случае LC -цепи может быть сравнимой с основной емкостью, а ее величина может случайным образом меняться в ходе эксперимента. И наконец, резонатор обеспечивает экранировку ячейки от внешних радиочастотных полей, которые могут привести к неконтролируемому сдвигу фазы и амплитуды радиочастотных полей, приложенных к ячейке, а также к неконтролируемому изменению их пространственного распределения.

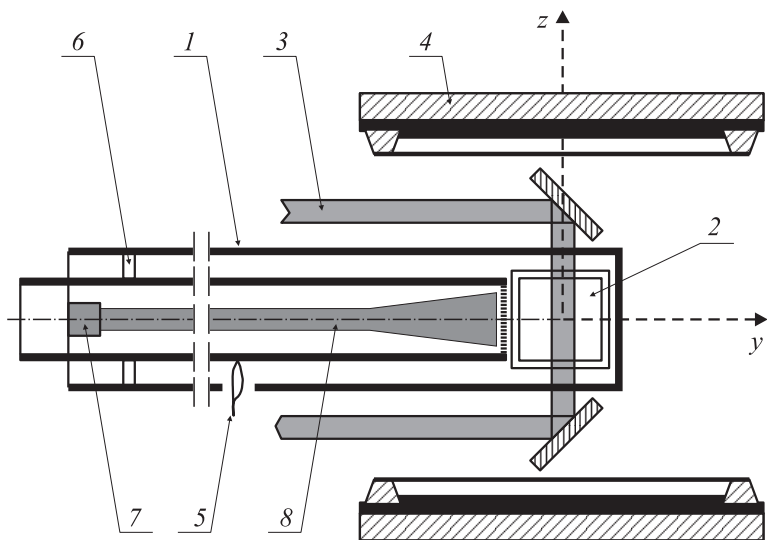


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — $\lambda/4$ коаксиальный резонатор, 2 — К-ячейка с парами калия, 3 — лазерные пучки оптической накачки и зондирования, 4 — полюсные наконечники магнита, 5 — детектор флуоресценции, 6 — скользящий плунжер для настройки резонансной частоты, 7 — индуктор возбуждения резонатора, 8 — световод. Дополнительный набор радиочастотных колец (на рисунке не показаны) прикладывает поле β_1 (перед и за страницей) в месте расположения ячейки.

Конец резонатора, нагруженный на конденсатор с ячейкой внутри него, помещен в постоянное магнитное поле B_0 , создаваемое электромагнитом и направленное параллельно пластинам конденсатора в резонаторе (ось z). Радиочастотное магнитное поле β_1 , необходимое для возбуждения $M1$ -перехода, создается двумя катушками индуктивности (рис. 2), расположенными напротив друг друга над отверстиями в резонаторе (ось x). Катушки связаны между собой коаксиальной линией и являются элементами одного низкодобротного резонансного контура, выполненного на сосредоточенных элементах. Это обеспечивает синфазность протекающих в них ВЧ токов и, тем самым, синфазность формируемых катушками полей. Контур и резонатор настраиваются на одну частоту и возбуждаются от одного генератора. Низкая добротность

контура обеспечивает слабое изменение фазы поля β_1 , создаваемого его катушками индуктивности при уходе частоты генератора от его резонансной частоты. Обе катушки помещены в металлические экраны.

Данная работа выполнена в рамках подготовки эксперимента по измерению ядерного анапольного момента калия, поддержанного грантом 03–02–17730 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Wood C.S., Bennett S.C., Cho D.* et al. // *Science*. 1997. V. 275. P. 1759.
- [2] *Edwards N.H., Phipp S.J., Baird P.G.E., Nakayama S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 2654.
- [3] *Vetter P.A., Meekhof D.M., Majumder P.K.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P. 2658.
- [4] *Flambaum V.V., Murray D.W.* // *Phys. Rev. C*. 1997. V. 56. P. 1641.
- [5] *Haxton W.C.* // *Science*. 1997. V. 275. P. 1753.
- [6] *Горшков В.Г.* и др. // *ЯФТ*. 1988. Т. 48. С. 1363.
- [7] *Александров Е.Б., Балабас М.В., Будкер Д.* и др. // *Препринт ПИЯФ*. 1998. № 2275.
- [8] *Robiscoe R.T., Williams W.L.* // *Nucl. Instr. and Meth.* 1982. V. 197. P. 567.
- [9] *Ежов В.Ф., Завацкий Е.И., Князьков В.А.* и др. // *Препринт ПИЯФ*. 2000. № 2356.