

Петербургский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова

М.С. Микиртычянц, А.А. Васильев, В.П. Коптев, П.А.Кравцов,  
Х Зайферт\*, Б. Лорентц\*, Ф. Ратманн\*, Р.Энгельс\*

**Блоки сверхтонких переходов для создания ядерной  
поляризации в источнике поляризованного атомарного  
водорода и дейтерия ANKE ABS**

\*Институт ядерной физики  
Национального исследовательского центра,  
г. Юлих, Германия

Гатчина

2002

УДК 536.24

## High-frequency Transition Units for the Polarized Atomic Beam Source at ANKE

M.S. Mikirtychiants, V.P Koptev, P.A. Kravtsov, A.A. Vassiliev,  
R. Engels\*, B. Lorentz\*, F.Rathmann\*, H. Seyfarth\*

### Abstract

The polarized atomic beam source (ABS) will be utilized in future experiments at the magnetic spectrometer ANKE to feed a storage cell gas target. A maximum intensity of  $(7.39 \pm 0.20) \times 10^{16}$  atoms/s is achieved for two hyperfine states of hydrogen. Three high-frequency transition units, provide all necessary polarization states. For future experiments at COSY with polarized internal targets a Lamb-shift polarimeter, built at the University of Cologne, has been installed at the ABS. First measurements of the nuclear polarization of the atomic hydrogen beam, produced by the medium and the weak field transition units, yield a preliminary value of  $P_z = +0.89 \pm 0.01$  and  $P_z = +0.96 \pm 0.01$ . Results of the first tests with vector and tensor polarized deuterium beam are reported.

\*Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich, D-52425, Jülich, Germany

© ПИЯФ, 2002

## Аннотация

Источник поляризованного атомарного водорода/дейтерия (ABS<sup>1</sup>) совместно с накопительной ячейкой планируется использовать в качестве внутренней газовой мишени на накопительном кольце COSY. Максимальная интенсивность атомарного пучка водорода составила  $(7.39 \pm 0.20) \times 10^{16}$  атомов/с для двух сверхтонких состояний. Для создания ядерной поляризации в ABS используются три блока сверхтонких переходов, обеспечивающих векторную (для водорода или дейтерия) и тензорную (для дейтерия) поляризацию атомарного пучка. Для измерения поляризации в будущих экспериментах будет применен поляриметр на Лэмбовском сдвиге, построенный в Кельнском университете, используемый, в настоящее время, для тонкой настройки блоков сверхтонких переходов. Первые измерения поляризации, создаваемой блоками сверхтонких переходов, показали величину  $P_z = +0.89 \pm 0.01$  и  $P_z = -0.96 \pm 0.01$  (для водорода). В работе представлены первые результаты измерений векторной и тензорной поляризации дейтериевого пучка.

## Введение

Источник поляризованного атомарного пучка ANKE ABS совместно с накопительной ячейкой будет использован в качестве внутренней газовой водородной или дейтериевой мишени на накопительном кольце COSY. Использование накопительной ячейки позволяет повысить светимость эксперимента на два порядка по сравнению со свободной газовой струей, пересекающей пучок ускорителя [1].

На рис. 1 представлен подробный чертеж ABS. Используемая в ABS система дифференциальной откачки из турбомолекулярных и криосорбционных насосов [2] позволяет достичь давлений на уровне  $10^{-4}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-7}$  и  $5 \times 10^{-8}$  мбар в I, II, III и IV камерах (см. рис. 1), соответственно, при входном потоке водорода 1.5 мбар л/с.

---

<sup>1</sup> Atomic Beam Source.

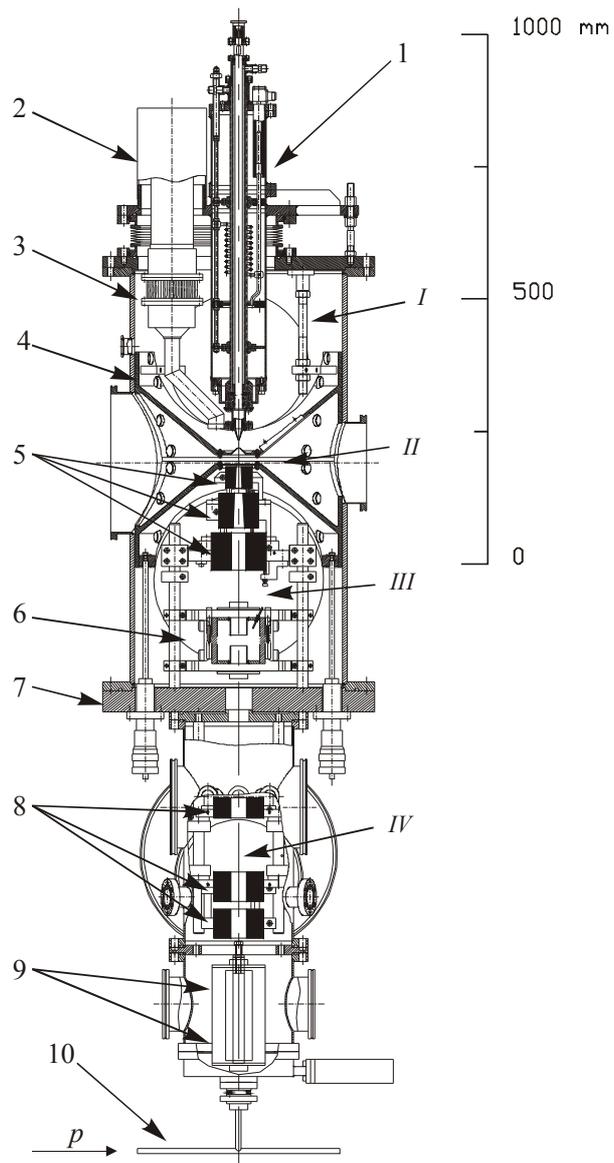


Рис. 1. Чертеж ANKE ABS. Пояснения даны в тексте

Для создания водородного или дейтериевого атомарного пучка используется радиочастотный диссоциатор (1 на рис. 1). Радиочастотная мощность подается в параллельный LC-контур от генератора с частотой 13.56 МГц. Охлаждение разрядной трубки обеспечивается потоком спирто-водяной смеси между двумя внешними коаксиальными трубками большего диаметра. Для стабилизации температуры сопла в диапазоне 40-100 К применен криогенатор<sup>2</sup> (2), соединенный с соплом посредством гибкого медного теплового моста (3). Скиммер, служащий для формирования газовой струи, закреплен на перегородке, разделяющей камеры I и II. Применение гибкого вакуумного соединения между фланцем диссоциатора и верхним фланцем вакуумной камеры позволяет варьировать расстояние между соплом и скиммером без нарушения вакуума. На перегородке, разделяющей камеры II и III, установлен коллиматор, окончательно формирующий газовую струю.

Первая группа спин-сепарирующих секступольных магнитов (5) [3] обеспечивает, согласно принципу Штерна-Герлаха, пространственное разделение пучка по электронному спину. При этом компонента с  $m_j = +1/2$  фокусируется в сильном неоднородном магнитном поле секступоля и попадает в блок сверхтонких переходов (6), а компонента с  $m_j = -1/2$  дефокусируется и удаляется насосами, обеспечивающими откачку вакуумной камеры. Блок сверхтонких переходов (6), как и магниты (5), жестко закреплен на центральном фланце ABS (7), определяющем всю геометрию источника.

В IV камере расположены вторая группа спин-сепарирующих секступольных магнитов (8) и дополнительные блоки сверхтонких переходов (9), отвечающие за создание тензорной поляризации дейтериевого пучка.

Наконец, в самом низу показан прототип накопительной ячейки (10), планируемой для использования на накопительном кольце COSY.

Все элементы источника установлены и показали свою работоспособность. Интенсивность атомарного пучка водорода, измеренная с помощью компрессионной трубки [4], составила  $(7.39 \pm 0.20) \times 10^{16}$  атомов/с, что является одним из лучших мировых показателей.

Целью данной работы являлась настройка и оптимизация блоков сверхтонких переходов для создания различных конфигураций ядерной поляризации водородного и дейтериевого пучков.

---

<sup>2</sup> Leybold RGS 120, Leybold Vakuum GmbH, Bonnerstrasse 498, D-50968 Köln, Germany

## Методы получения поляризованного атомарного пучка

Атом водорода в основном состоянии обладает электронным спином  $S = 1/2$  с проекцией  $m_j = \pm 1/2$  и протонным спином  $I = 1/2$  с проекцией  $m_I = \pm 1/2$ . Т.о., полный спин атома  $\vec{F} = \vec{S} + \vec{I}$  ( $F = 0, 1$ ) имеет, соответственно, проекции:  $m_F = 0$  и  $m_F = 0, \pm 1$ . Энергетическая разность между уровнями с  $F = 0$  и  $F = 1$  в отсутствие внешнего магнитного поля  $\Delta W = h \times 1420.4$  МГц [5]. В результате взаимодействия магнитного момента атома с внешним магнитным полем уровень с  $F = 1$  расщепляется, согласно эффекту Зеемана. Сила внешнего поля определяется отношением к т.н. "критическому" полю  $B_c$ , которое определяется как [5, 6]

$$B_c = \frac{\Delta W}{(g_J - g_I)\mu_B} = 507 \text{ Гс для водорода,}$$

где  $g_I = -3.04 \times 10^{-3}$ ,  $g_J = 2.002$  – соответственно, g-фактор протона и электрона в единицах магнетона Бора  $\mu_B = -0.927 \times 10^{-20}$  эрг/Гс. Т.о., сила поля определяется как  $\chi = B/B_c$ .

Энергетическое расщепление определяется по формуле Брейта-Раби [5]:

$$W = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} + g_I \mu_B m_F B_c \chi + (-1)^{F+1} \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} \chi + \chi^2}.$$

Зависимость энергии уровней сверхтонкого расщепления водорода от силы внешнего магнитного поля представлена на рис. 2.

В области  $\chi \gg 1$  наклон кривых определяется магнитным моментом электрона. При  $\chi \ll 1$   $\vec{S}$  и  $\vec{I}$  не являются более независимыми векторами, поэтому в области слабых полей кривые обозначены через проекции  $m_F$  полного спина  $F$ .

Для дейтерия, обладающего ядерным спином  $I = 1$  ( $F = 1/2$  и  $F = 3/2$ ), критическое поле  $B_c = 117$  Гс. Зависимость энергии сверхтонких

уровней дейтерия от силы внешнего магнитного поля представлена на рис. 3.

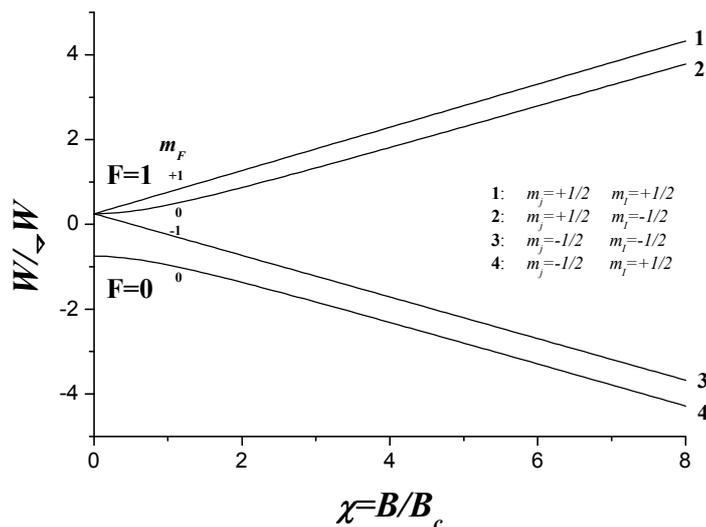


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней атома водорода в магнитном поле  $B$ . Для основного состояния  $B_c = 507$  Гс, для  $2S_{1/2}$ -состояния  $B_c = 63.4$  Гс. Энергия  $W$  измерена в единицах  $\Delta W = h \times 1420.4$  МГц ( $= 5.9 \times 10^6$  эВ)

Для создания заданной векторной или тензорной поляризации, т.е. создания определенной заселенности уровней сверхтонкого расщепления, применяется техника возбуждения переходов в радиочастотных полях. Суть этой методики заключается в следующем. С прохождением пучка атомов через область магнитного поля  $B$  и радиочастотного поля с частотой, соответствующей энергетической разности уровней сверхтонкого расщепления для данного  $B$ , возбуждаются переходы между заданными уровнями. Поскольку переходы между уровнями сверхтонкого расщепления двунаправленны, необходимо исключить возможность обратных переходов, приводящих к деполяризации пучка. Эта цель достигается при индуцировании переходов в градиентном магнитном поле. При этом для атома, двигающегося в таком поле, условия для перехода складываются лишь в ограниченной области пространства, где частота соответствует величине поля. Важно, что при движении атома в этой области взаимодействие с

фотоном было однократным. Это достигается выбором амплитуды ВЧ-поля, определяющей плотность фотонов.

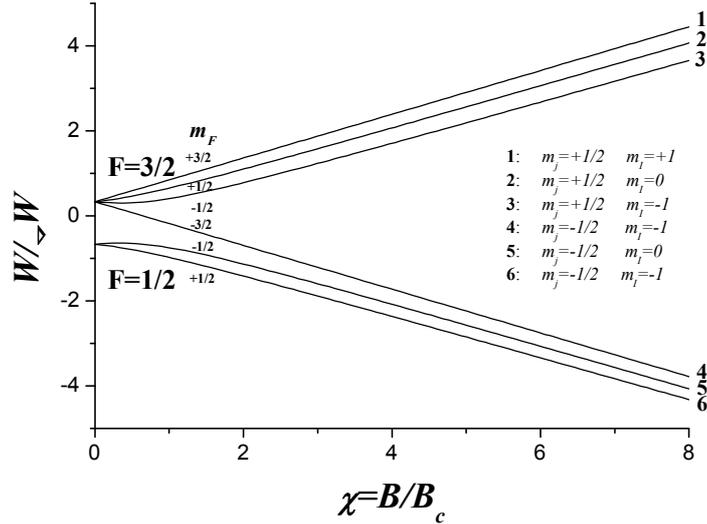


Рис. 3. Диаграмма энергетических уровней атома дейтерия в магнитном поле  $B$ . Для основного состояния  $B_0 = 117$  Гс, для  $2S_{1/2}$ -состояния  $B_c = 14.6$  Гс. Энергия  $W$  измерена в единицах  $\Delta W = h \times 327.4$  МГц ( $= 1.4 \times 10^6$  эВ)

### Переходы между уровнями сверхтонкого расщепления

Атом, попадая в градиентное магнитное поле  $B(z)$ , создаваемое катушками  $B_{\text{stat}}$  и  $B_{\text{grad}}$  (см. рис. 4), поглощает фотон частоты  $\omega$ . Для осуществления перехода между квантовыми уровнями необходимо удовлетворить правилам отбора, которые вытекают из закона сохранения момента:  $\vec{F}_{in} + \vec{F}_{\gamma} = \vec{F}_{fin}$ . Поскольку направление  $B_{\text{rf}}$  фиксировано ( $B_{\text{rf}} \perp B(z)$ ), а спин фотона сонаправлен с вектором Умова-Пойтинга  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$ , то его проекция  $m_{\gamma}$  на  $B(z)$  может принимать значения  $m_{\gamma} = \pm 1$ . Т.о., возможны переходы с  $\Delta F = 0, \pm 1, \Delta m_F = 0, \pm 1$ .

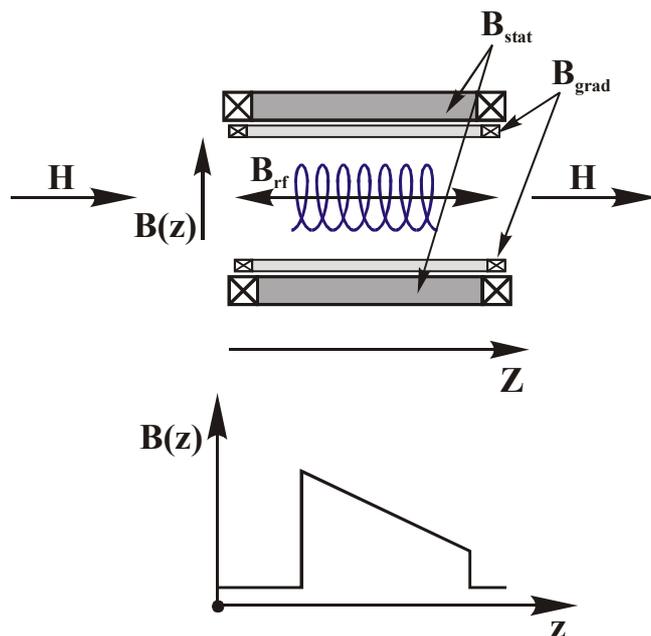


Рис. 4. Устройство блока высокочастотных переходов

В случае водорода возможны переходы  $1 \leftrightarrow 2$ ,  $1 \leftrightarrow 4$ ,  $2 \leftrightarrow 3$ ,  $3 \leftrightarrow 4$ , а  $1 \leftrightarrow 3$  является запрещенным, т.к.  $\Delta m_F = \pm 2$ .

Для создания определенной конфигурации заселенности уровней сверхтонкого расщепления применяются три типа блоков радиочастотных переходов: блок переходов в слабом поле (WFT<sup>3</sup>), в промежуточном поле (MFT<sup>4</sup>) и сильном поле (SFT<sup>5</sup>). Основным отличием блоков WFT и MFT ( $\pi$ -переходы) является то, что поле  $B(z)$  перпендикулярно  $B_{rf}$ , в отличие от SFT ( $\sigma$ -переходы), где  $B(z)$  параллельно  $B_{rf}$ . Т.е. для SFT правила отбора будут выглядеть как  $\Delta F = \pm 1$ ,  $\Delta m_F = 0$ , ибо  $m_\gamma = 0$ . Что касается блоков WFT и MFT, следует отметить, что в области  $\chi \ll 1$  (WFT) расстояние между уровнями 1-2 и

<sup>3</sup> Weak Field Transition.

<sup>4</sup> Medium Field Transition.

<sup>5</sup> Strong Field Transition.

2-3 приблизительно совпадают:  $\Delta W_{1-2}(B) \approx \Delta W_{2-3}(B)$ . Это приводит к тому, что переходы  $1 \leftrightarrow 2$  и  $2 \leftrightarrow 3$  не разделены пространственно, как в блоке MFT, происходят практически в одной точке.

Приведенные в табл. 1 основные характеристики блоков радиочастотных переходов являются, в достаточной степени, приближительными и зависят во многом от конструктивных особенностей блоков. Следует отметить, что указанные в таблице правила отбора [6, 7] являются мнемоническими и отражают назначение блока, а не самого механизма переходов. Так, например, для блока WFT правила отбора выглядят как  $\Delta F = 0$ ,  $m_F \leftrightarrow -m_F$ , что соответствует, в случае водорода, переходу  $1 \leftrightarrow 3$ , хотя на самом деле это двухступенчатый процесс, т.е. сначала происходит переход  $1 \leftrightarrow 2$  и сразу же  $2 \leftrightarrow 3$ .

Таблица 1.

Основные характеристики блоков радиочастотных переходов.

	тип атома	переходы	правила отбора	ориентация полей	частоты, МГц	поля, Гс
WFT	H	$1 \leftrightarrow 3$	$\Delta F = 0$ , $m_F \leftrightarrow -m_F$	$B \perp B_{rf}$	14	10
	D	$1 \leftrightarrow 4$ , $2 \leftrightarrow 3$			6	4.2
MFT	H	$2 \leftrightarrow 3$	$\Delta F = 0$ , $\Delta m_F = \pm 1$	$B \perp B_{rf}$	50.5	35
	D	$1 \leftrightarrow 2$ , $2 \leftrightarrow 3$ , $3 \leftrightarrow 4$			22.3	18 (24)
SFT	H	$2 \leftrightarrow 4$	$\Delta F = \pm 1$ , $\Delta m_F = 0$	$B \parallel B_{rf}$	1425.2	30
	D	$2 \leftrightarrow 6$ , $3 \leftrightarrow 5$			341.5	13 (91)

## Поляризация

Поляризация протона, имеющего спин  $I = 1/2$  ( $m_I = \pm 1/2$ ), определяется как векторная поляризация

$$P_z(I = 1/2) = \frac{N_{m_I=+1/2} - N_{m_I=-1/2}}{N_{m_I=+1/2} + N_{m_I=-1/2}},$$

где  $N_{m_I=+1/2}$  и  $N_{m_I=-1/2}$ , соответственно количества атомов со спином, параллельным и антипараллельным приложенному внешнему полю.

Для описания поляризации дейтрона, обладающего ядерным спином  $I = 1$  ( $m_I = -1, 0, +1$ ), помимо векторной поляризации

$$P_z(I = 1) = \frac{N_{m_I=+1} - N_{m_I=-1}}{N_{m_I=+1} + N_{m_I=0} + N_{m_I=-1}},$$

используется также и тензорная поляризация, определяемая как

$$P_{zz}(I = 1) = \frac{1 - 3N_{m_I=0}}{N_{m_I=+1} + N_{m_I=0} + N_{m_I=-1}}.$$

На рис. 5 представлены зависимости векторной ( $I = 1/2$  и  $I = 1$ ) и тензорной ( $I = 1$ ) поляризации сверхтонких уровней водорода и дейтерия как функции внешнего магнитного поля. Состояния 1, 3 у водорода и 1, 4 у дейтерия являются чистыми и полностью поляризованы независимо от величины внешнего магнитного поля.

В сильном магнитном поле в состояниях водорода 2 и 4 протон и электрон поляризованы в противоположных направлениях. С уменьшением поля магнитные моменты протона и электрона начинают прецессировать друг относительно друга, в результате чего протонная поляризация уменьшается, как показано на рис. 5. В отсутствие внешнего поля протонная и электронная поляризации изменяются синусоидально со временем (с ларморовской частотой), в среднем создавая нулевую поляризацию. Аналогичные рассуждения могут быть проведены для дейтериевых состояний 2, 3, 5 и 6.

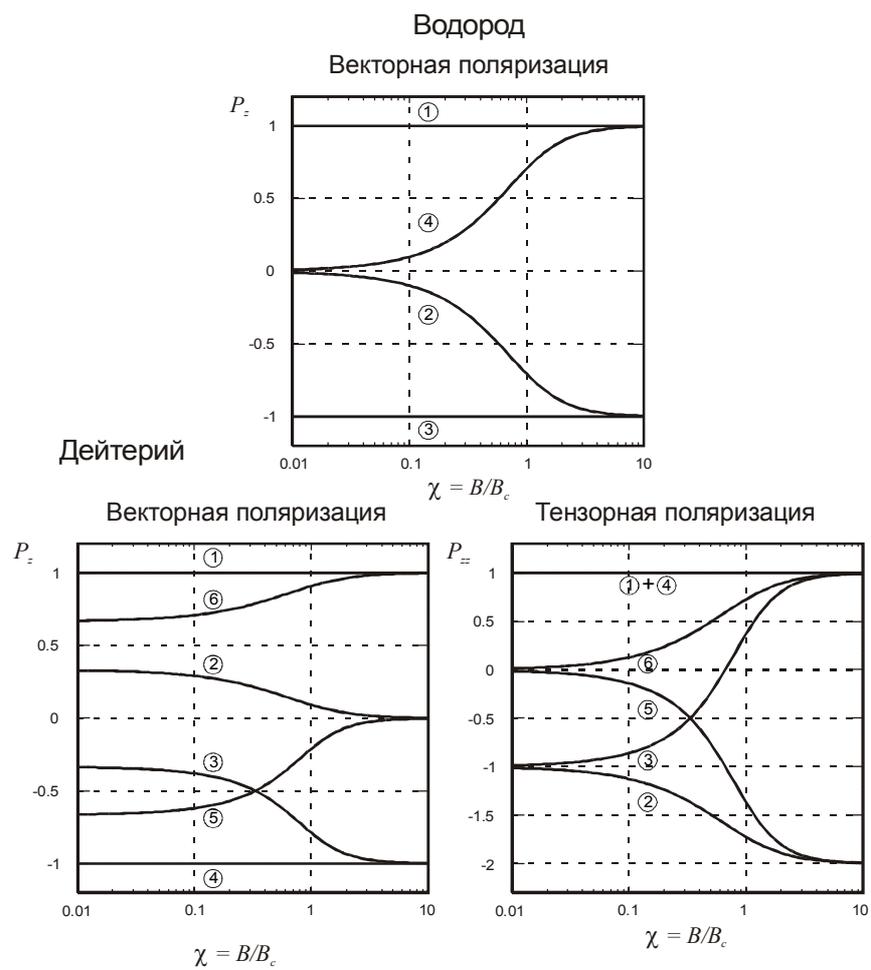


Рис. 5. Ядерная поляризация сверхтонких уровней как функция внешнего магнитного поля

### Конструкция блоков сверхтонких переходов ANKE ABS

В источнике поляризованного атомарного водорода/дейтерия ANKE ABS применены все три типа блоков сверхтонких переходов: MFT (6, рис. 1), WFT и SFT (9, рис. 1). На рис. 6 схематически показана конструкция блока сверхтонких переходов в промежуточном поле.

Статическое магнитное поле, перпендикулярное оси пучка, задается двумя катушками ( $B_{stat}$ , рис. 6). Для создания градиентного поля используются две катушки ( $B_{grad}$ ), расположенные с обеих сторон высокочастотного резонатора.

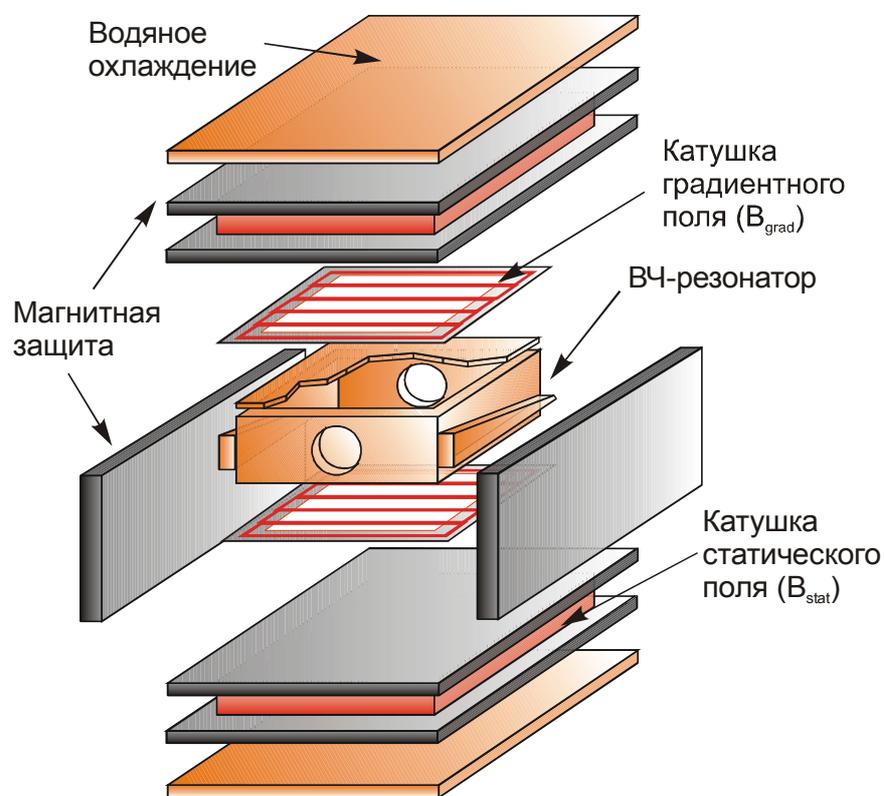


Рис. 6. Конструкция блока сверхтонких переходов ANKE ABS

Катушки  $B_{grad}$  представляют собой алюминиевые рамки, проволока на которые наматывается сперва по часовой стрелке, а затем против (см. рис. 7), в результате чего поле в центре катушки компенсируется и равно нулю.

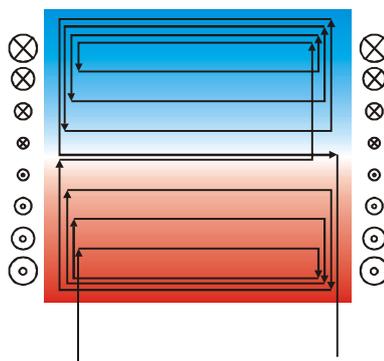


Рис. 7. Схема намотки катушки градиентного поля ( $B_{grad}$ )

В отличие от блоков WFT и MFT, где резонатор представляет из себя параллельный  $LC$ -контур, в блоке SFT, служащим для обеспечения переходов с  $\Delta F = \pm 1$ , что соответствует частотам  $\sim 1.5$  ГГц, применен объемный резонатор [8], настроенный на частоту 1425.2 МГц в случае водородного пучка и 341.5 МГц в случае дейтериевого пучка [9]. Список использованного оборудования представлен в табл. 2.

Таблица 2.

Список оборудования.

	Генератор	Усилитель
MFT	TTI TGR 1040 (10..1000 MHz)	R.F.P.A. SA RF001100-10 (1..100 MHz, 10 W)
WFT	Grundig FG 100 (0.5 Hz .. 20 MHz)	— “ — “ — “ —
SFT	Rhode & Schwarz SML02 (9 kHz .. 2.2 GHz)	R.F.P.A. SA RF502000-10-BI (50..2000 MHz, 10 W)

Электрическая схема включения представлена на рис. 8. Для передачи ВЧ-сигнала от усилителя к колебательному контуру (блоки WFT и MFT) и объемному резонатору (блок SFT) использовался коаксиальный кабель с волновым сопротивлением  $50 \Omega$  и вакуумные разъемы в стандарте SMA ( $VC_1$ ,  $VC_2$ ). С целью минимизации отраженной мощности были применены переменные конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  емкостью  $10\text{--}60$  пФ. Измерение амплитуды ВЧ-сигнала производилось с помощью витка связи ( $L_p$ ), расположенного сразу за основной катушкой ( $L$ ), и присоединенного к осциллографу.

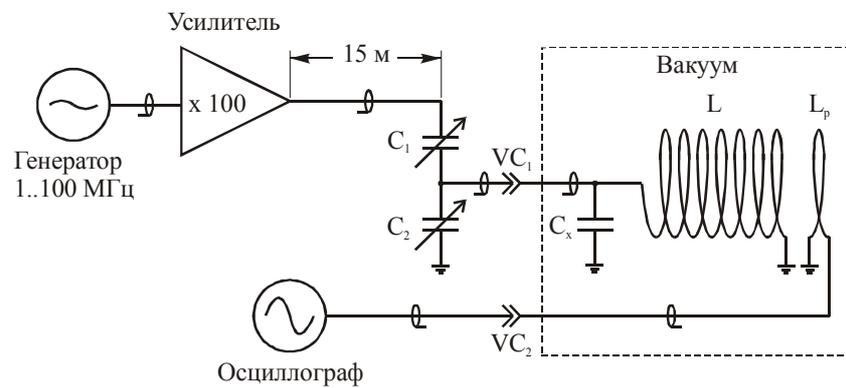


Рис. 8. Упрощенная электрическая схема включения блоков WFT и MFT

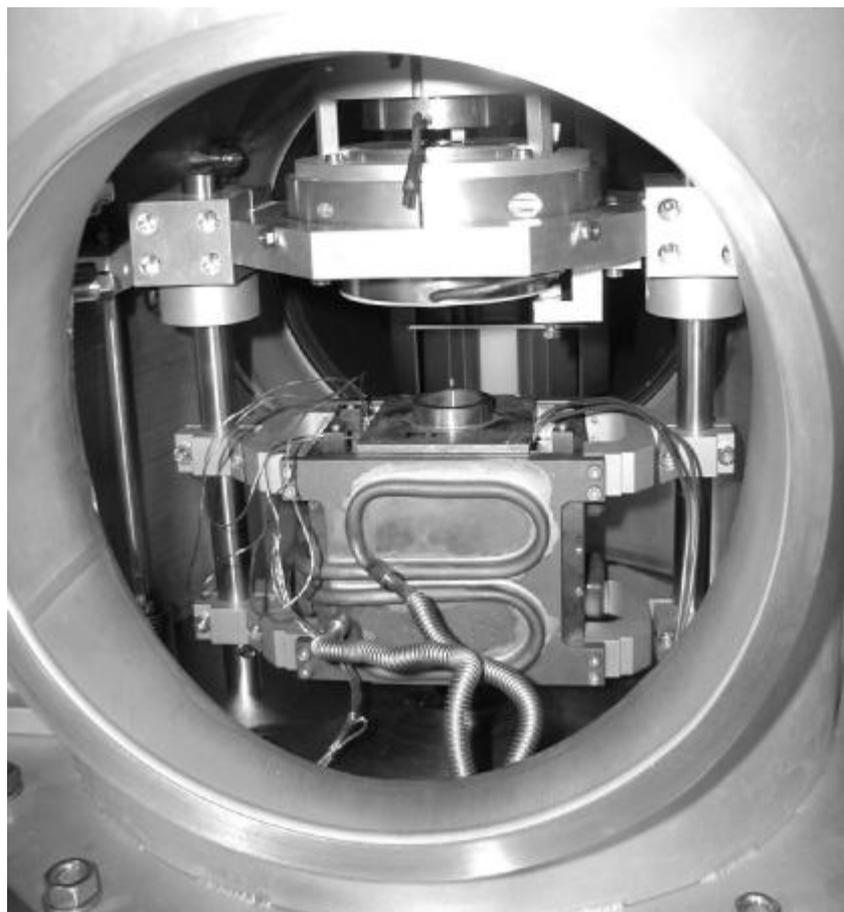


Рис. 9. Фотография блока сверхтонких переходов MFT (в центре), установленного в поляризованном источнике ANKE ABS. Сверху виден один из трех спин-сепарирующих магнитов первой группы

## Результаты измерений

Для измерений поляризации пучка атомарного водорода и дейтерия был применен поляриметр на Лэмбовском сдвиге, построенный в Кельнском университете [10]. Принцип действия такого поляриметра состоит в следующем. Пучок атомов ионизируется в сильном магнитном поле, что позволяет исключить деполяризационные эффекты при электронном ударе. Далее, ионы, попадая в цезиевую ячейку, в результате зарядово-обменной реакции образуют атомы в  $2S$  метастабильном состоянии [11, 12]. Затем пучок проходит через спин-фильтр, который в зависимости от магнитного поля пропускает атомы с  $m_j = +1/2$  и определенным  $m_l$ , а атомы с  $m_j = -1/2$  при этом разряжаются в основное состояние. Попад в неоднородное электрическое поле, атомы переходят в основное состояние, испуская фотон (линия  $Ly-\alpha$ ). Таким образом, измерив число испущенных фотонов как функцию магнитного поля в спин-фильтре (см. рис. 10), можно сказать о заселенности уровней с определенным  $m_l$  и, следовательно, о поляризации пучка на входе в ионизатор.

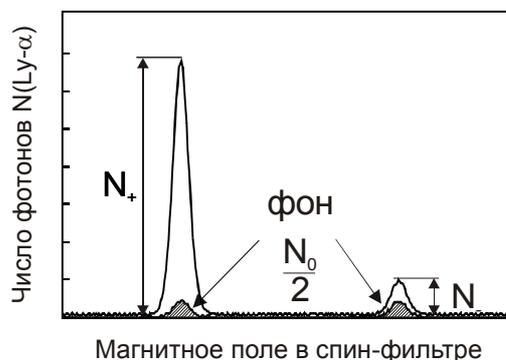


Рис. 10. Зависимость числа  $Ly-\alpha$  фотонов от магнитного поля в спин-фильтре

Для определения поляризации пучка необходимо произвести учет неполяризованного фона, связанного с остаточным газом. С этой целью пучок останавливался прерывателем в  $IV$  камере ABS (см. рис. 1) и производились фоновые измерения. Поскольку в этом случае мы имеем дело с неполяризованным газом, то левый и правый пики на

рис. 10 будут иметь одинаковую амплитуду ( $N_0/2$ ). Тогда для водорода поляризация будет определяться как

$$P_{Ly-\alpha} = \frac{(N_+ - N_0/2) - (N_- - N_0/2)}{(N_+ - N_0/2) + (N_- - N_0/2)} = \frac{N_+ - N_-}{(N_+ + N_-) - N_0}.$$

Следует отметить, что в силу не 100%-эффективности элементов поляриметра измеренная поляризация пучка метастабильных атомов  $P_{Ly-\alpha}$  отличается от поляризации атомарного пучка на входе в ионизатор на 10-15%. Тем не менее, в результате метрологических измерений были определены поправочные коэффициенты как для отдельных элементов, так и для всего поляриметра в целом. Для водорода поправочный коэффициент составляет  $C_H = 1.113 \pm 0.010$  [10]. Таким образом, поляризация пучка определяется как

$$P_z = C_H \cdot P_{Ly-\alpha} = C_H \cdot \frac{N_+ - N_-}{(N_+ + N_-) - N_0}.$$

В случае дейтериевого пучка поправочный коэффициент в настоящее время не определен. Однако, оценки показывают, что  $1.00 \leq C_D \leq 1.15$ .

Результаты измерений поляризации водородного и дейтериевого пучков представлены в табл. 3. и на рис. 11, 12.

Таблица 3.  
Конфигурация блоков радиочастотных переходов и результаты измерений.

	MFT	SFT	WFT	$P_{\text{теор.}}$	$P_{Ly-\alpha}$	Спектр
H	2↔3	–	–	$P_z = +1$	+0.78	Рис. 11.а
	2↔3	–	1↔3	$P_z = +1$	–0.86	Рис. 11.б
D	3↔4	2↔6	–	$P_z = +1$ $P_{zz} = +1$	+0.68 +0.68 <sup>††</sup>	Рис. 12.а
	3↔4	–	1↔4 2↔3	$P_z = -1$ $P_{zz} = +1$	–0.76 +0.57 <sup>††</sup>	Рис. 12.б
	1↔4 <sup>†</sup>	2↔6	–	$P_z = 0$ $P_{zz} = +1$	0 +0.72 <sup>††</sup>	Рис. 12.в
	1↔4 <sup>†</sup>	3↔5	–	$P_z = 0$ $P_{zz} = -2$	–0.06 –1.09 <sup>††</sup>	Рис. 12.г

<sup>†</sup> – блок MFT работает в режиме WFT.

<sup>††</sup> – тензорная поляризация.

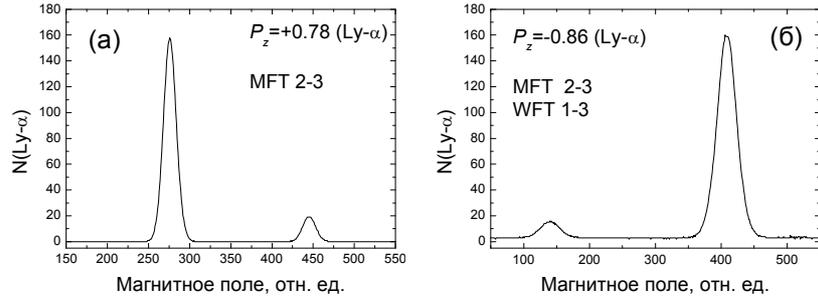


Рис. 11. Зависимость числа Ly- $\alpha$  фотонов от магнитного поля в спин-фильтре в случае поляризованного водородного пучка. Левый пик соответствует атомам с  $m_l = +1/2$ , правый с  $m_l = -1/2$

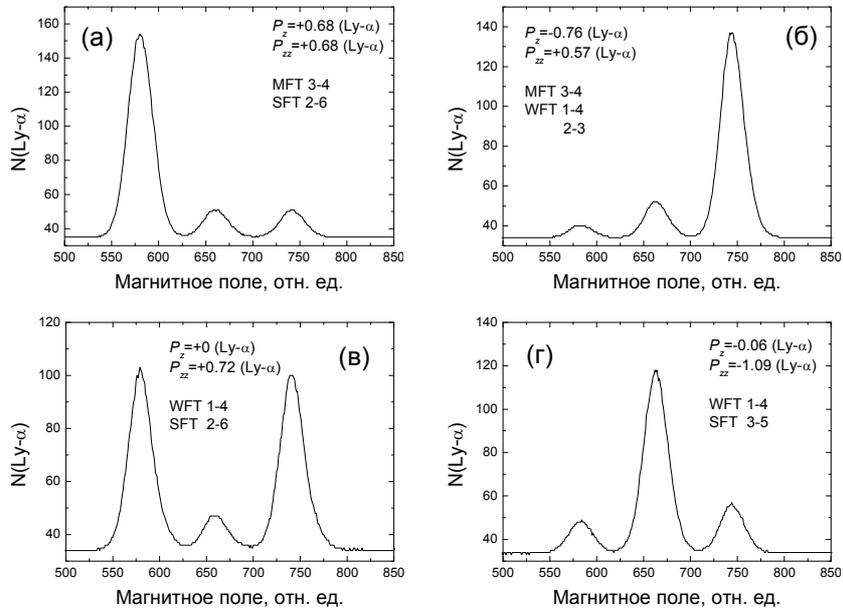


Рис. 12. Зависимость числа Ly- $\alpha$  фотонов от магнитного поля в спин-фильтре в случае поляризованного дейтериевого пучка.: (а) и (б) – векторная поляризация, (в) и (г) – тензорная поляризация. Левый пик соответствует атомам с  $m_l = +1$ , средний с  $m_l = 0$ , правый с  $m_l = -1$

С целью исключения деполяризации, вызванной обратными переходами в области краевых полей, необходимо обеспечить такое пространственное распределение ВЧ-поля, при котором оно ограничено областью поля с линейным градиентом. На рис. 13 представлены результаты измерений магнитного и ВЧ-поля внутри блоков MFT, WFT и SFT. Как видно из графиков, в нашем случае эффекты деполяризации незначительны.

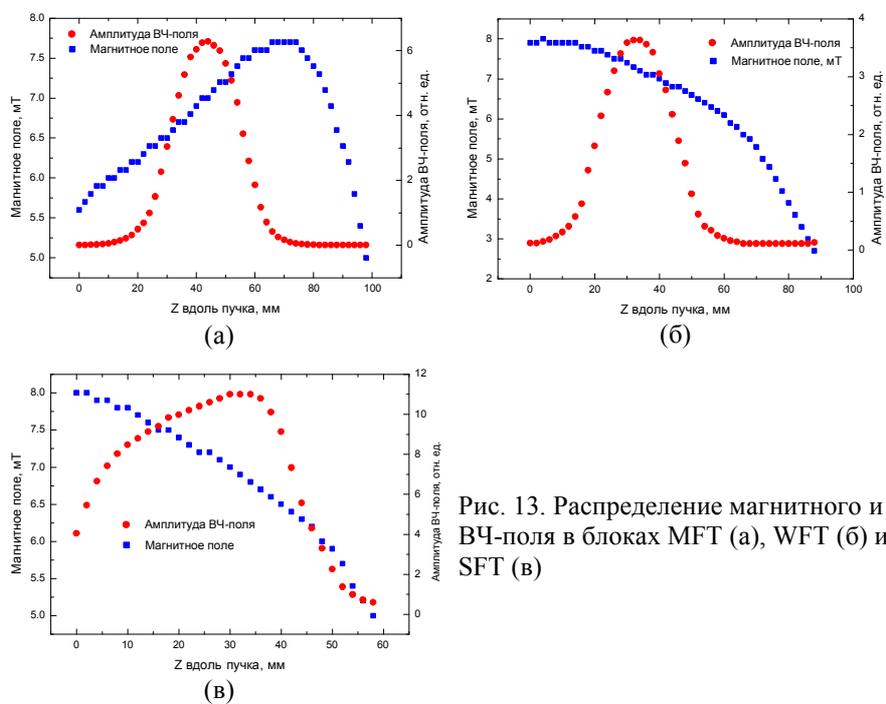


Рис. 13. Распределение магнитного и ВЧ-поля в блоках MFT (а), WFT (б) и SFT (в)

## Заключение

В экспериментах, нацеленных на исследование процессов, связанных с наличием спина, и использующих как поляризованный пучок, так и мишень, одним из важнейших факторов, определяющим количество полезных событий, а следовательно, и ускорительное время,

является поляризация мишени и/или пучка. В настоящее время получили распространение эксперименты на накопительных кольцах, использующие поляризованные внутренние газовые мишени. Основными преимуществами, делающими привлекательным использование таких мишеней, являются высокая степень поляризации и «чистота» мишени, т.е. отсутствие примесей в веществе мишени, что позволяет существенно подавить фон.

В работе дано описание принципов действия и элементов источника поляризованного атомарного водорода и дейтерия ANKE ABS.

Рассмотрена методика получения поляризованных атомарных пучков и механизм работы блоков радиочастотных переходов. Описана конструкция блоков радиочастотных переходов поляризованного источника ANKE ABS.

Представлены результаты измерений поляризации пучка атомарного водорода и дейтерия, проведенных на источнике ANKE ABS. Проведен ряд метрологических измерений, позволивших установить поправочные коэффициенты для пересчета поляризации пучка метастабильных атомов  $P_{Ly-\alpha}$ , измеряемой с помощью поляриметра на Лэмбовском сдвиге, к поляризации пучка источника. Получены следующие результаты.

Водород:

- $P_z = +0.89 \pm 0.01$  (векторная поляризация);
- $P_z = -0.96 \pm 0.01$  (векторная поляризация).

Дейтерий (оценка снизу):

- $P_z \geq +0.68 \pm 0.01$  (векторная поляризация);  
 $P_{zz} \geq +0.68 \pm 0.01$  (тензорная поляризация);
- $P_z \leq -0.76 \pm 0.01$  (векторная поляризация);  
 $P_{zz} \geq +0.57 \pm 0.01$  (тензорная поляризация);
- $P_z \approx 0.00 \pm 0.01$  (векторная поляризация);  
 $P_{zz} \geq +0.72 \pm 0.01$  (тензорная поляризация);
- $P_z \leq -0.06 \pm 0.01$  (векторная поляризация);  
 $P_{zz} \leq -1.09 \pm 0.01$  (тензорная поляризация).

Несмотря на то, что измеренные значения поляризации удовлетворяют требованиям экспериментов с использованием поляризованной мишени, в настоящее время проводится работа по дальнейшей оптимизации источника.

## Литература

---

- [1] W. Haeberli, Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Symp. On Polarization Phenomena, eds. P. Huber and H. Schopper, Experientia Suppl. **12**, 64 (Birkhauser, Basel, 1966).
- [2] V.P. Koptev *et al.*, Preprint PNPI-2266, Gatchina (1998) 17 p.
- [3] A.Vassiliev *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **71**, №.9, 3331 (2000).
- [4] М.С. Микиртычьянц и др., препринт ПИЯФ-2481, Гатчина (2002) 36 с.
- [5] Norman F. Ramsey, MOLECULAR BEAMS, Oxford, CLARENDON PRESS (1956).
- [6] W.Haeberli, Ann. Rev. Nucl. Sci., **17**, 373 (1967).
- [7] A.D.Roberts *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 322**, 6 (1992).
- [8] H.G.Robinson *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 278**, 655 (1992).
- [9] M. Rall, Report MPIH-V25-1993 (Max-Planck-Institut Heidelberg, 1993).
- [10] R.Engels *et al.*, Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST99), eds. A. Gute, S. Lorenz, E. Steffens, 150 (Universität Erlangen-Nürnberg, 1999).
- [11] L. Madansky, G.E. Owen, Phys. Rev. Lett., **2**, 209 (1959).
- [12] P. Pradel *et al.*, Phys. Rev. A **10**, 797 (1974).