

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.198

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТЕРИЕВОГО АТОМНОГО ПУЧКА
С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРА ЛЭМБОВСКОГО СДВИГА

© 2023 г. Д. К. Топорков^{a,b,*}, С. Ю. Глуховченко^a, Д. М. Николенко^a,
И. А. Рачек^a, А. М. Семёнов^{a,c}, Ю. В. Шестаков^{a,b}

^aИнститут ядерной физики СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^cНовосибирский государственный технический университет
Россия, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

*e-mail: D.K.Toporkov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 07.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 19.01.2023 г.

Описан криогенный источник поляризованных атомов дейтерия, который используется в эксперименте по измерению анализирующих способностей реакции фотодезинтеграции дейтрона на электронном накопителе ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН. Измерена эффективность переходов атомов в заданное энергетическое состояние в блоке среднего магнитного поля (Medium Field Transition (MFT)), в блоке сильного поля (Stong Field Transition (SFT)), а также при совместной работе этих блоков. Измерения проведены с помощью поляриметра лэмбовского сдвига. Измеренная эффективность блоков составила более 90%. Приведена процедура определения фона в поляриметре. Применение откочки в камере ионизатора должно привести к существенному уменьшению фонового сигнала.

DOI: 10.31857/S0032816223030278, EDN: CWXYAS

ВВЕДЕНИЕ

В институте ядерной физики им. Г.И. Будкера на электронном накопителе ВЭПП-3 с энергией пучка электронов до 2 ГэВ продолжают исследовать по измерению спиновых наблюдаемых (анализирующих способностей) в реакциях дезинтеграции тензорно-поляризованного дейтрона – простейшей системы двух связанных нуклонов [1]. Тензорная поляризация мишени определяется как $P_{ZZ} = 1 - 3n_0$, а векторная – как $P_Z = n_+ - n_-$, где n_+ , n_- и n_0 – относительные заселенности атомов с проекцией спина дейтрона +1, -1 и 0 на направление магнитного поля, задающего поляризацию. Мишенью в этих экспериментах являются атомы дейтерия из криогенного источника поляризованных атомов (ИПА), схема которого представлена на рис. 1.

ИПА представляет собой систему из пяти сверхпроводящих секступольных сепарирующих магнитов, внутренняя поверхность апертуры которых, охлажденная жидким гелием, является криогенным насосом [2]. По оси магнитов из диссоциатора направляется неполяризованный пучок атомов дейтерия. Атомы, имеющие проек-

цию спина электрона $M_J = +1/2$, отклоняются неоднородным магнитным полем к оси магнита. Атомы с $M_J = -1/2$ отклоняются от оси и откачиваются криогенными поверхностями. После прохождения трех первых магнитов в пучке остаются атомы в состояниях 1, 2 и 3 практически в равных соотношениях (см. рис. 1). Между магнитами S_3 и S_4 размещен блок высокочастотных переходов MFT (Medium Field Transition), в котором магнитное поле линейно возрастает по ходу атомного пучка. Между полюсами магнита размещена катушка, возбуждаемая на частоте $\nu = 20$ МГц (рис. 2). Высокочастотное магнитное поле этой катушки обеспечивает переходы между подсостояниями сверхтонкой структуры, разделенными энергией $h\nu$. Движение атомов через резонансные значения магнитного поля приводит к последовательности атомных переходов. Сначала идет переход $3 \leftrightarrow 4$, затем $2 \leftrightarrow 3$ и, наконец, $1 \leftrightarrow 2$ (см. рис. 2). Далее магнитами S_4 и S_5 состояние 4 убирается из пучка, и на выходе из магнитов атомы находятся в состояниях 2 и 3. Блок переходов в сильных магнитных полях SFT (Stong Field Transition) позволяет проводить переходы $3 \leftrightarrow 5$ или

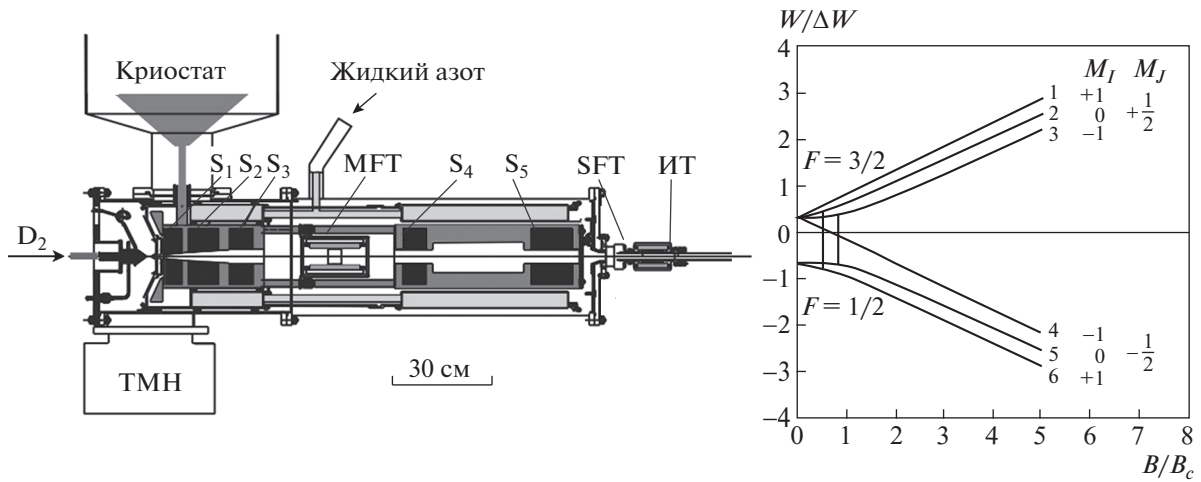


Рис. 1. Слева – схема источника поляризованных атомов: ТМН – турбомолекулярный насос, S_1 – S_5 – сверхпроводящие секstupольные магниты, МФТ – блок ВЧ-переходов в среднем магнитном поле, SFT – блок ВЧ-переходов в сильном поле, ИТ – инжекционная трубка; справа – диаграмма основного состояния атома дейтерия в магнитном поле: F – полный момент атома, M_I – проекция спина дейтрона, M_J – проекция спина электрона, показаны переходы $2 \leftrightarrow 6$ и $3 \leftrightarrow 5$.

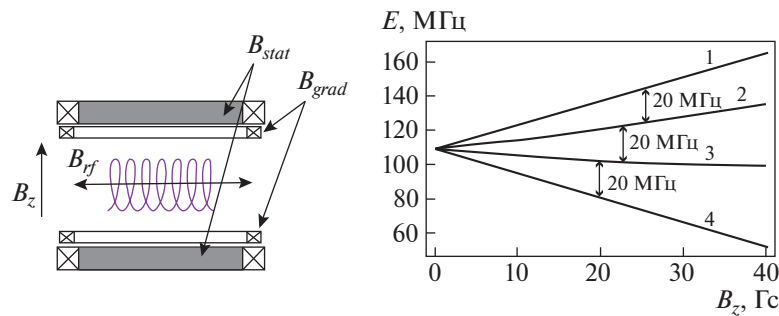


Рис. 2. Слева – схема блока МФТ; справа – диаграмма Брейта–Раби для первых четырех уровней атома дейтерия в рабочей области МФТ.

$2 \leftrightarrow 6$, и атомы на выходе из источника имеют тензорную поляризацию $P_{ZZ} = 1$ или -2 в зависимости от выбранного перехода. Векторная поляризация близка к нулю.

Далее атомы инжектируются в Т-образную накопительную ячейку, представляющую собой две соединенные трубки малого диаметра, одна из которых, открытая с двух сторон, позволяет циркулировать электронному пучку высокой энергии, а другая служит для инжекции атомного пучка (рис. 3). Применение накопительной ячейки позволяет существенно, в ~ 100 раз, увеличить толщину мишени за счет многократного пересечения электронного пучка атомами, отраженными от внутренней поверхности ячейки. Ячейка охлаждается жидким азотом с целью уменьшения скорости атомов и увеличения толщины мишени. В ячейке сделано отверстие, через которое малая

доля атомного пучка направляется в поляриметр Брейта–Раби для контроля поляризации. В нашем случае поляриметр Брейта–Раби представляет собой три постоянных квадрупольных магнита с диаметрами апертуры 8 мм, установленных на оси атомного пучка. Магниты удаляют из пучка атомы с проекцией спина электрона $M_J = -1/2$. Таким образом, при индуцировании переходов в блоке SFT со 100%-ной вероятностью и включенном блоке МФТ интенсивность пучка, регистрируемая в поляриметре, должна измениться в два раза. При включении переходов только в блоке МФТ или в SFT интенсивность пучка должна измениться на одну треть.

В начале эксперимента проводится настройка блоков ВЧ-переходов для достижения максимальной поляризации пучка, при этом блок МФТ все время включен. Во время проведения экспе-

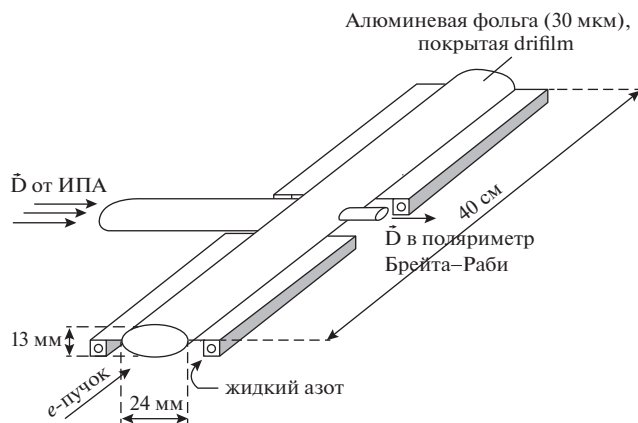


Рис. 3. Схема накопительной ячейки для поляризованных атомов. ИПА – источник поляризованных атомов. Длина ячейки 400 мм, сечение эллиптическое – 13 × 24 мм². Изготовлена из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм.

римента тензорная поляризация атомного пучка изменяется каждые 30 с. Блок SFT делает ее равной +1 или -2 в зависимости от идущего в нем перехода. При этом интенсивность атомного пучка, регистрируемая поляриметром Брейта-Раби, не должна меняться при проведении эксперимента (рис. 4). Время жизни циркулирующего электронного пучка составляет около часа, что обеспечивает равные интегралы светимости эксперимента с разной тензорной поляризацией мишени.

ПОЛЯРИМЕТР АТОМНОГО ПУЧКА НА ЛЭМБОВСКОМ СДВИГЕ

В рамках гранта РФФИ 16-42-01009, совместно с грантом DFG BU 2227/1-1, в ИЯФ из Германии был поставлен поляриметр атомного пучка на лэмбовском сдвиге (рис. 5) [3, 4]. Традиционно поляризацию атомарного пучка водорода/дейтерия измеряют с помощью поляриметра Брейта-Раби. В нем с использованием высокочастотных блоков реализуются различные переходы между подсостояниями сверхтонкой структуры и по изменению интенсивности пучка вычисляются их заселенности на входе в поляриметр, а следовательно, определяется поляризация пучка.

В отличие от поляриметра Брейта-Раби, поляриметр на лэмбовском сдвиге дает возможность определять ядерную поляризацию атомов в пучке, поставляя информацию о степени заселенности атомных подсостояний с различными проекциями ядерного спина. В ионизаторе с продольным магнитным полем 0.1 Тл атомарный пучок дейтерия ионизируется в результате электронного удара. Этот процесс происходит достаточно быстро, в результате чего поляризация атомного ядра сохраняется. Далее ионный пучок ускоряется до энергии ~2 кэВ и направляется в фильтр Вина, в котором происходит выделение ионов определенной массы. Затем дейтронный пучок попадает в камеру перезарядки с парами Cs, находящуюся в продольном магнитном поле 50 мТл. Часть ионов, подхватывая электроны, становятся нейтральными атомами в возбужденном метастабиль-

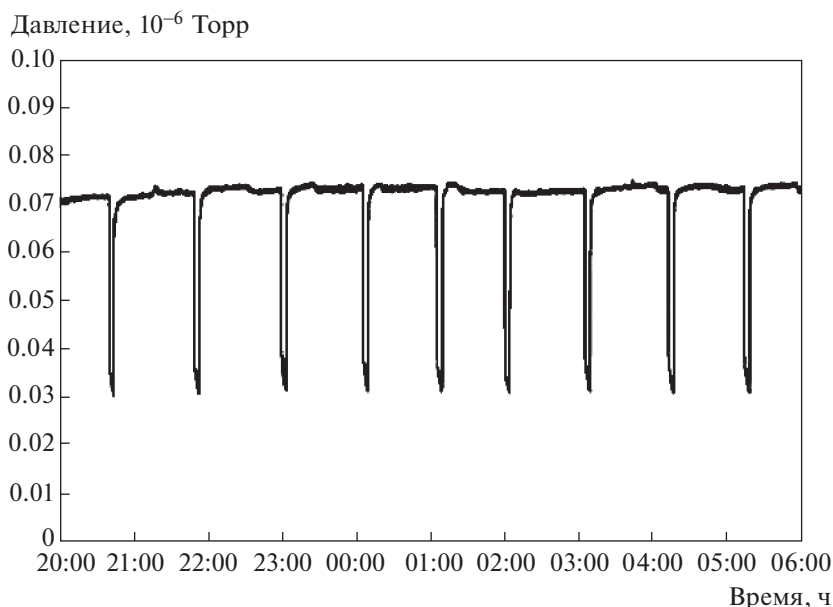


Рис. 4. Сигнал детектора атомного пучка в поляриметре Брейта-Раби во время эксперимента. Значение поляризации атомного пучка меняется каждые 30 с. Провалы сигнала – время накопления электронного пучка в накопителе ВЭПП-3.

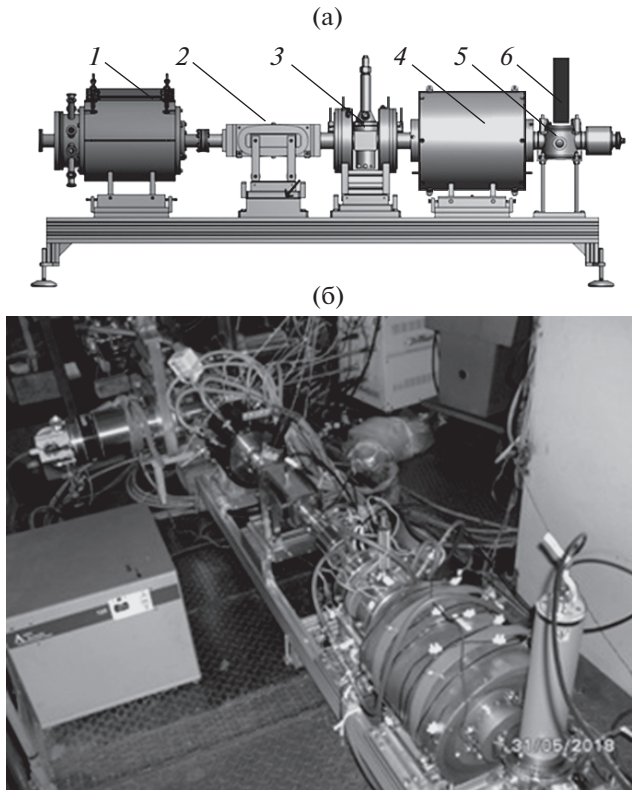


Рис. 5. Схема (а) и фотография (б) лэмбовского поляриметра. 1 – ионизатор атомного пучка, 2 – фильтр Вина, 3 – перезарядная Cs-ячейка, 4 – спиновый фильтр, 5 – камера гашения, 6 – ФЭУ.

ном состоянии $2S_{1/2}$ и влетают в спиновый фильтр. В фильтре создается продольное магнитное поле, возрастающее во времени от 50 до 60 мТл.

Задачей спинового фильтра является выделение атомов с определенной проекцией спина дейтронов. На рис. 6 приведены энергетические уровни $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний атома дейтерия в магнитном поле. Эти состояния в нулевом поле разнесены по энергии на величину лэмбовского сдвига. В области магнитных полей ~ 50 – 60 мТл β -уровни состояния $2S_{1/2}$ пересекаются с уровнями состояния $2P_{1/2}$. В спиновом фильтре приложено электрическое поле напряженностью 15 В/см, которое нарушает правило четности и позволяет переход для β -ветви из $2S_{1/2}$ - в $2P_{1/2}$ -состояние с временем жизни $\sim 10^{-9}$ с. Времена жизни α - и β -ветвей состояния $2S_{1/2}$ различаются более чем на 3 порядка, составляя для α -ветви величину $1.6 \cdot 10^{-6}$ с. Таким образом, в фильтре остается только α -ветвь состояния $2S_{1/2}$. В спиновом фильтре возбуждается высокочастотное поле с частотой 1609 МГц для связи α -уровней с быстрораспадающимися e -уровнями $2P_{1/2}$ -состояния. В зависимости от значения магнитного поля эта связь может быть различной. Помимо особых значений

поля, в которых связь α -уровней находится в резонансе с β - и e -ветвями, атомы испытывают быстрый переход в основное состояние и поэтому атомы в состоянии $2S_{1/2}$ за спиновым фильтром в пучке отсутствуют. Однако в резонансных точках осцилляции между состояниями так сильны, что позволяют некоторому количеству атомов в $2S_{1/2}$ -состоянии остаться в пучке и пройти далее в камеру гашения. В камере гашения в электрическом поле ~ 100 В/см атомы быстро переходят в основное состояние, испуская лаймановские фотоны с длиной волны 121.6 нм, которые регистрируются ФЭУ. Количество фотонов, регистрируемых ФЭУ в зависимости от магнитного поля в резонансных точках, характеризует заселенность атомов в пучке с проекциями спина дейтрона $+1, 0, -1$.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ БЛОКОВ ВЧ-ПЕРЕХОДОВ

Эффективность перехода атомов в пучке из состояния 1 в состояние 4 при прохождении блока МФТ можно определить следующей формулой:

$$\varepsilon_{14} = 1 - n1'/n1,$$

где $n1$ и $n1'$ – заселенности состояния 1 в атомном пучке до и после включения блока ВЧ-переходов. На рис. 7 представлены результаты измерения заселенностей атомных состояний с различными значениями проекции спина атомного ядра, полученные с помощью поляриметра как при выключенном, так и при включенном блоке МФТ. Необходимо отметить, что приведенные сигналы содержат вклад от атомного пучка, влетающего в область ионизации, от атомов, которые ударяются о стенки ионизатора и теряют поляризацию, и от атомов, возникающих при ионизации и развале молекул дейтерия. Часть атомов рекомбинирует в молекулы, которые вместе с нерекombинированными атомами дают фоновый сигнал. При идеальной работе блока МФТ и большой скорости откачки камеры ионизатора включение блока МФТ должно приводить к исчезновению состояния с проекцией ядерного спина $M_I = +1$ (левого пика на рис. 7б). Как видно, сигнал атомов с проекцией ядерного спина $M_I = +1$ упал сильно, а сигналы атомов с $M_I = 0, -1$ также стали меньше. Это уменьшение произошло за счет удаления из пучка атомов с $M_I = +1$, которые при работе МФТ остаются в ИПА. Если блок МФТ выключен, эти атомы, потеряв поляризацию при ударах о стенки в ионизаторе, дают равновероятный фоновый вклад во все три состояния. Уменьшение сигналов от атомов с $M_I = 0, -1$ дает возможность непосредственно оценить фоновый сигнал при уменьшении интенсивности атомного пучка на одну треть. В данном случае эта величина состав-

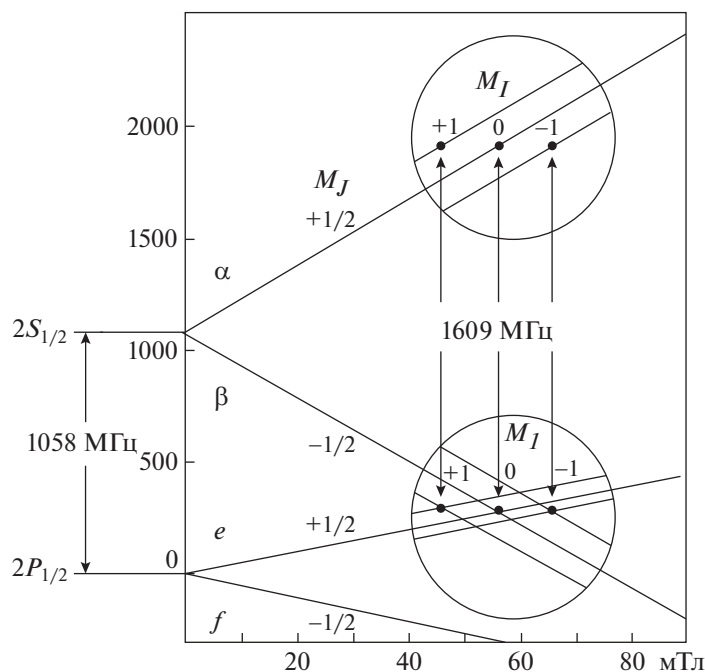


Рис. 6. Энергетические уровни $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний атома дейтерия в магнитном поле.

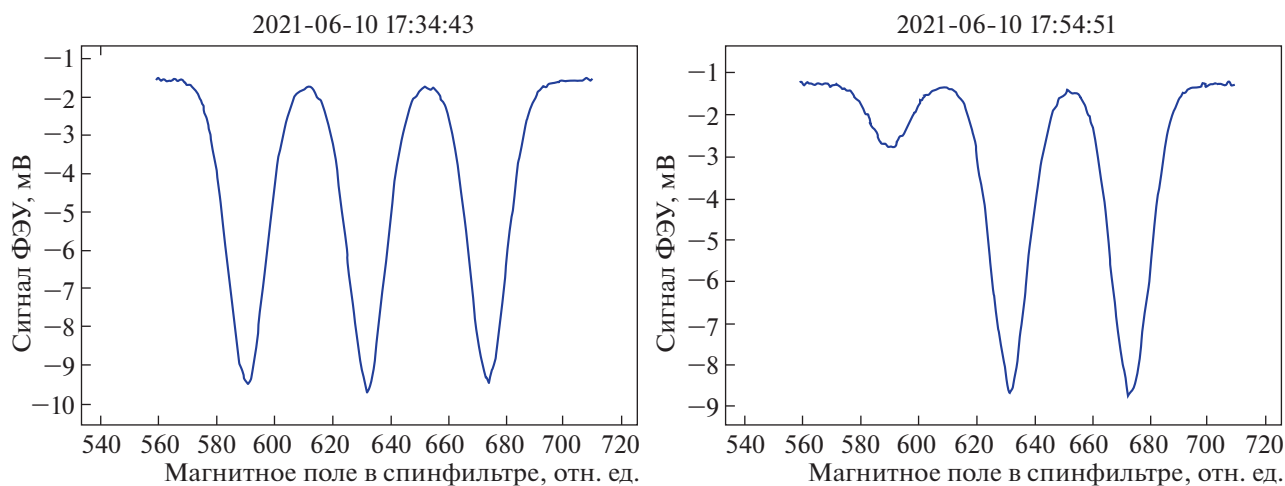


Рис. 7. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке, при выключенном блоке переходов MFT (а) и включенном блоке MFT (б).

ляет 0.55 мВ. Таким образом, фоновый сигнал в измерениях, приведенных на рис. 7а, при выключенном блоке MFT составляет 1.65 мВ в каждом пике, а при включенном блоке MFT (рис. 7б) – 1.1 мВ. За вычетом фонового сигнала получим следующие амплитуды пиков на графике рис. 7а: 1-й пик – 0.4 мВ, 2-й и 3-й пики – 6.3 мВ. Эффективность атомных переходов в блоке MFT можно оценить как:

$$\epsilon_{14} = 1 - 0.4/6.3 = 0.94 \pm 0.03.$$

Оценка ошибки этой величины составляет около 3%, что подтверждено измерениями этого параметра в разное время. В дальнейшем будем считать ошибку в других измерениях такой же.

Подтверждением правильности учета фонового сигнала может служить следующее измерение. Атомный пучок, влетающий в зону ионизации, был перекрыт подвижной заслонкой (рис. 8). Отраженные атомы и молекулы могли через отверстия проникать в ионизатор и попадать в область



Рис. 8. Фотография области влета пучка в ионизатор. Видна заслонка для перекрытия пучка, укрепленная на вводе вращения.

ионизации. Откачка ионизатора в настоящее время осуществляется через 8 отверстий для ввода проводов и атомного пучка. На рис. 9 приведены результаты измерений сигналов для такого случая при выключенном и включенном блоке MFT. Как видно, атомные состояния с различными проекциями ядерного спина имеют равную заселенность, однако амплитуды пиков при включенном блоке MFT меньше на одну треть, что и должно быть, поскольку треть атомов, испытавших переход, откачивается в ИПА.

Амплитуды пиков упали с 1.25 до 0.8 мВ, что и составляет около одной трети.

Эффективности переходов $2 \leftrightarrow 6$ и $3 \leftrightarrow 5$ определялись следующим образом. Измерялось изменение второго (переход $2 \leftrightarrow 6$) или третьего (переход $3 \leftrightarrow 5$) пика (рис. 10) при включении соответствующих переходов в блоке SFT, и по формулам, приведенным ниже, определялась эффективность переходов. Блок MFT при этом был выключен. Вклад фонового сигнала оценивался аналогично приведенному выше.

Для перехода $2 \leftrightarrow 6$ величина эффективности составила $\epsilon_{26} = 1 - n2'/n2 = 1 - 0.45/5.75 = 0.92 \pm \pm 0.03$, а для перехода $3 \leftrightarrow 5 - \epsilon_{35} = 1 - n3'/n3 = 1 - -0.15/6.45 = 0.97 \pm 0.03$.

На рис. 11 приведены заселенности атомных состояний в пучке при одновременной работе блоков MFT и SFT. Фоновый сигнал учитывался вышеуказанным способом. Получены следующие значения тензорной поляризации атомов в пучке:

$$\text{при переходе } 2 \leftrightarrow 6 \quad P_{ZZ} = 1 - 3 \cdot 0.031 = 0.91 \pm 0.03;$$

$$\text{при переходе } 3 \leftrightarrow 5 \quad P_{ZZ} = 1 - 3 \cdot 0.924 = -1.77 \pm 0.03.$$

Атомный пучок с такой тензорной поляризацией инжектируется в накопительную ячейку. В ячейке атомы могут подвергаться различным деполяризующим факторам, поэтому определение тензорной поляризации мишени во время проведения эксперимента является отдельной процедурой [5, 6].

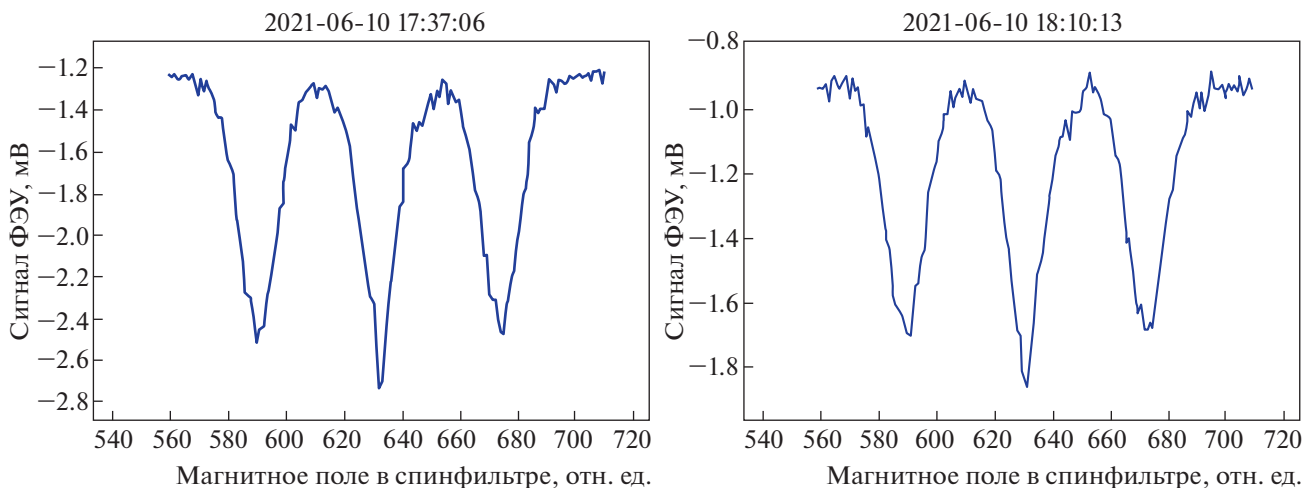


Рис. 9. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в фоновом сигнале, при выключенном блоке переходов MFT (а) и включенном блоке MFT (б). Атомный пучок перекрыт заслонкой.

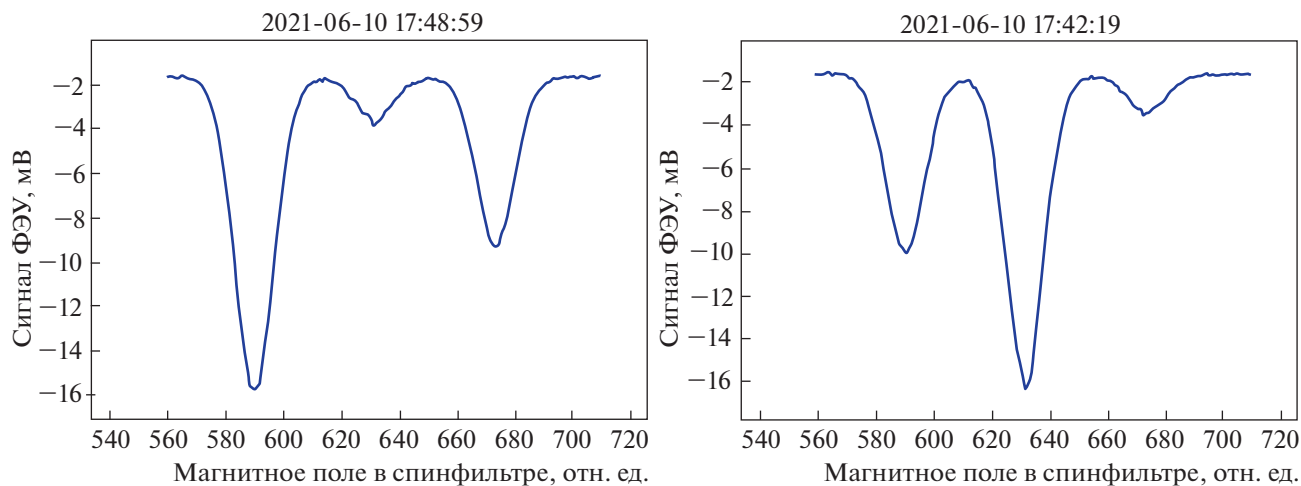


Рис. 10. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке при включении блока SFT: **а** – переход 2 ↔ 6, **б** – 3 ↔ 5. Блок MFT выключен.

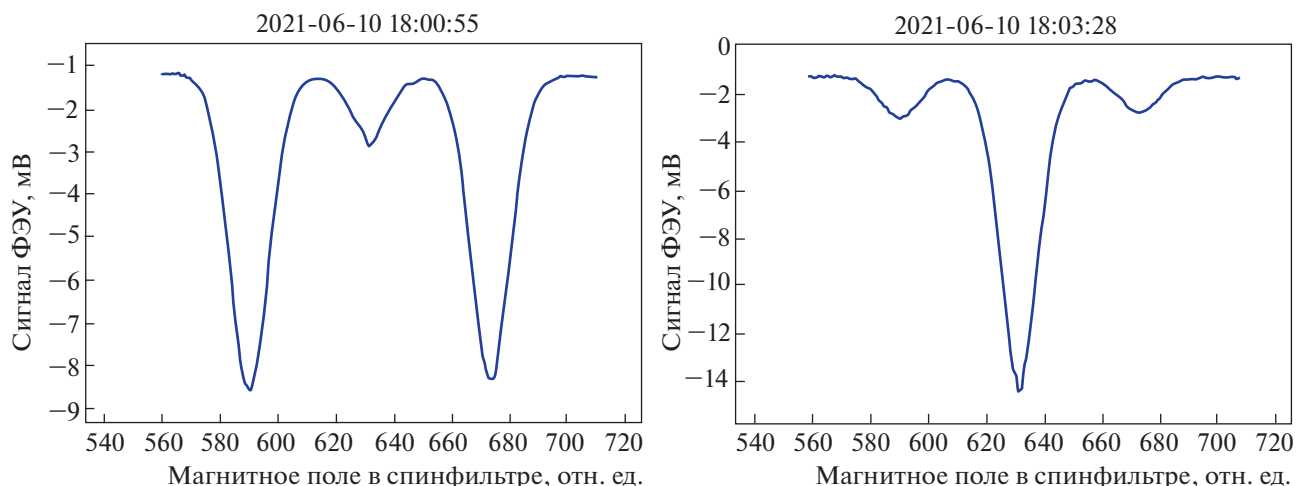


Рис. 11. Сигналы с ФЭУ (полярность отрицательная), пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке при одновременном включении блоков SFT и MFT: **а** – переход 2 ↔ 6, **б** – 3 ↔ 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений эффективности работы блоков высокочастотных переходов показали, что атомный пучок, инжектируемый в накопительную ячейку, имеет весьма высокую степень тензорной поляризации. Измеренная эффективность блоков составила более 90%, и на ее величину существенно влияет уровень фонового сигнала. Применение откачки в объеме ионизатора, например насоса из неиспаряемого геттера, должно существенно улучшить вакуумные условия в ионизаторе и повысить точность измерений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Markus Büscher, Ralf Engels и Lukas Nuxold за помощь при проведении работы и многочисленные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-42-01009, совместно с грантом DFG BU 2227/1-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vasilishin B.I., Fix A.I., Gauzshtein V.V., Darwish E.M., Kuzin M.Ya., Levchuk M.I., Loginov A. Yu., Nikolenko D.M., Rachek I.A., Shestakov Yu.V., Toporkov D.K., Yurchenko A.V.*

- Zevakov S.A., Bogomyagkov A.V., Zhuravlev A.N. et al.* // Physical Review C. 2022. V. 106. P. 024003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.024003>
2. *Isaeva L.G., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Popov S.G., Rachek I.A., Shestakov Yu.V., Toporkov D.K., Vesnovsky D.K., Zevakov S.A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 1998. V. 411. P. 201.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00352-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00352-0)
3. *Plis Yu.A., Soroko L.M.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1976. V. 135 (3). P. 497.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90064-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90064-1)
4. *Engels R., Emmerich R., Ley J., Tenckhoff G., Paetzgen. Schieck H., Mikirtychiants M., Rathmann F., Seyfarth H., Vassiliev A.* // Rev. of Scie. Instrum. 2003. V. 74 (11). P. 4607.
<https://doi.org/10.1063/1.1619550>
5. *Dyug M.V., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Rachek I.A., Shestakov Yu.V., Sadykov R.Sh., Toporkov D.K., Zevakov S.A., Osipov A.N., Stibunov V.N.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2005. V. 536. P. 344.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.096>
6. *Rachek I.A., Barkov L.M., Belostotsky S.L., Dmitriev V.F., Dyug M.V., Gilman R., Holt R.J., Lazarenko B.A., Mishnev S.I., Nelyubin V.V., Nikolenko D.M., Osipov A.V., Potterveld D.H., Sadykov R.Sh., Shestakov Yu.V., Stibunov V.N., Toporkov D.K., de Vries H., Zevakov S.A.* // Physical Review Letters. 2007. V. 98. P. 182303.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.182303>