

## ИСТОЧНИК ЯДЕРНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МОЛЕКУЛ ВОДОРОДА/ДЕЙТЕРИЯ

Ю. В. Шестаков<sup>1,2,\*</sup>, Д. М. Николенко<sup>1</sup>, И. А. Рачек<sup>1</sup>,  
Д. К. Топорков<sup>1,2</sup>, А. В. Юрченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера испытан прототип источника ядерно-поляризованных молекул водорода/дейтерия, в основе которого лежит классическая схема Штерна–Герлаха. Основными компонентами прототипа являются кольцевое сопло, охлаждаемое до 6,5 К, и два сверхпроводящих шестипольных магнита. Измеренная интенсивность ядерно-поляризованных молекул водорода составила  $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  при полном газовом потоке через сопло  $4 \cdot 10^{-2} \text{ л} \cdot \text{Торр/с}$ . Полученные результаты будут использованы при разработке более интенсивного источника поляризованных молекул.

The prototype of a polarized molecular hydrogen/deuterium source which is based on the classical Stern–Gerlach separation scheme has been tested at the Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk. It consists of a circular slit nozzle cooled down to 6.5 K and two superconducting sextupole magnets. The flux of polarized hydrogen molecules of  $3 \cdot 10^{12} \text{ mol/s}$  was measured for a total gas flow through the nozzle of  $4 \cdot 10^{-2} \text{ Torr} \cdot \text{l/s}$ . The obtained results will be used to develop a much more intense source of polarized molecules.

PACS: 29.25.Lg

### ВВЕДЕНИЕ

Уже более 30 лет проводятся ядерные эксперименты на электронном накопителе ВЭПП-3 с поляризованной газовой мишенью [1], которую питает источник, созданный по классической схеме Штерна–Герлаха. Главным отличием данного источника от существующих источников поляризованных атомов является использование сверхпроводящих секступольных магнитов [2]. Применение сверхпроводящих электромагнитов дает возможность увеличить градиенты полей магнитов по сравнению с постоянными магнитами, что обеспечивает увеличение телесного угла захвата атомов и, как следствие, увеличение интенсивности поляризованных атомов на выходе из источника.

---

\*E-mail: Yu.V.Shestakov@inp.nsk.su

Однако увеличение телесного угла захвата атомов приводит к росту плотности атомов в пучке при их фокусировке. Это усиливает внутрипучковое рассеяние, которое в конечном счете ограничивает интенсивность пучка поляризованных атомов [3]. Чтобы преодолеть данное ограничение, в 1998 г. была предложена схема получения ядерно-поляризованных молекул водорода, согласно которой для формирования газового пучка предлагалось использовать кольцевое сопло, а для разделения молекул по проекции ядерного спина — 12-полюсный сверхпроводящий магнит [4]. Данная схема представлена на рис. 1.

Формирование узконаправленного пучка молекул осуществляется соплом, состоящим из блока капилляров, расположенных по его периметру ( $R \sim 10$  см). Данная геометрия позволяет создать молекулярную струю, имеющую кольцеобразный вид в плоскости, перпендикулярной оси магнита. Такая конфигурация приводит к уменьшению плотности молекул в струе по сравнению с истечением газа через обычное коническое сопло. Кроме того, это обеспечивает движение молекул вблизи полюсов сверхпроводящего магнита, где градиент магнитного поля имеет максимальное значение, что приводит к наилучшему пространственному разделению молекул, имеющих разное значение проекции ядерного спина. На рис. 1 показаны траектории молекул, имеющих одинаковую наиболее вероятную скорость (температура сопла равна 10 К) и разное значение проекции спина ядра  $m_I$  (суммарный электронный спин молекулы равен 0). Как видно из этого рисунка, молекулы с  $m_I = +1$  дефокусируются магнитным полем и откачиваются внутренней поверхностью сверхпроводящего магнита, которая имеет температуру  $\sim 2,5$  К. Молекулы с  $m_I = 0$  не меняют направления своего движения. Молекулы с  $m_I = -1$  фокусируются в турбомолекулярный насос и направляются в накопительную ячейку, которая расположена в электронном накопителе и служит для создания внутренней газовой поляризованной мишени. Расчеты показали,

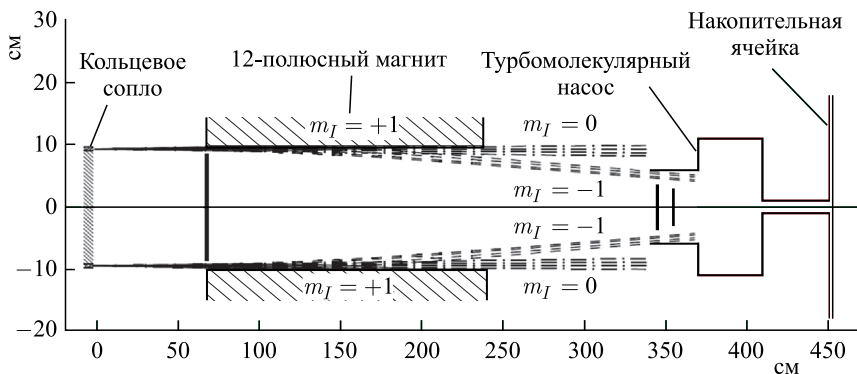


Рис. 1. Схема получения поляризованных молекул водорода [4]

что реализация вышеприведенной схемы позволит получить интенсивность поляризованных молекул водорода порядка  $10^{17} \text{ с}^{-1}$ , обеспечивая толщину поляризованной мишени  $\sim 10^{15}$  молекул/см<sup>2</sup> [4].

Долгое время идея получения поляризованных молекул, представленная на рис. 1, не была реализована. Только в 2016 г. авторы идеи приступили к ее проверке в рамках международного проекта «К молекулярному источнику поляризованного дейтериевого топлива в исследованиях термоядерного синтеза и других областях применения», который стал результатом сотрудничества РФФИ и DFG. Проект возник в связи с растущим интересом к идее использования поляризованного топлива для термоядерного синтеза.

## 1. ПОЛЯРИЗОВАННОЕ ТОПЛИВО ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Использование ядерно-поляризованных частиц в качестве топлива для термоядерных реакторов обсуждается уже в течение длительного времени [5]. Можно выделить две основные особенности в применении поляризованного топлива по сравнению с неполяризованным, подогревающие столь высокий интерес к данной теме.

Первая — возможность повышения эффективности термоядерной реакции. Для примера рассмотрим основную реакцию синтеза  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$  и ее изоспин-зеркальный процесс  $D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$ . При доминировании S-волны полный момент в данных реакциях может принимать значение 1/2 или 3/2. Известно, что обе эти реакции идут через процесс возбуждения составных ядер  ${}^5\text{He}$  и  ${}^5\text{Li}$ , находящихся в спиновом состоянии 3/2 [6, 7].

Полное сечение реакции  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$  (как и реакции  $D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$ ) можно записать как сумму сечений, соответствующих различным значениям полного момента, взятых с соответствующими статистическими весами. Для неполяризованного случая с доминированием спинового состояния 3/2 имеем следующее значение для полного сечения:

$$\sigma_{\text{unpol}} = \frac{\sum_s (2s + 1)\sigma_s}{\sum_s (2s + 1)} = \frac{2\sigma_{1/2} + 4\sigma_{3/2}}{6} = \frac{2}{3}\sigma_{3/2}.$$

В случае, когда обе частицы, участвующие в реакции, максимально поляризованы и полный момент системы может быть равен только 3/2, полное сечение записывается как

$$\sigma_{\text{pol}} = \sigma_{3/2}.$$

В результате выигрыш от использования поляризованного топлива по сравнению с неполяризованным составит

$$\frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{unpol}}} = \frac{\sigma_{3/2}}{2/3\sigma_{3/2}} = 1,5.$$

Вторая интересная особенность в использовании поляризационного топлива по сравнению с неполяризованным заключается в возможности направлять продукты реакции в заданную область пространства, где расположен приемник-преобразователь выделившейся в термоядерной реакции энергии. Эта возможность является результатом анизотропии углового распределения продуктов реакции при наличии поляризации у начальных частиц.

Угловая зависимость дифференциального сечения реакции  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$  имеет следующий вид [7]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 W(\theta) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} P_D^V P_T + \frac{1}{2} \left[ 3 P_D^V P_T \sin^2 \theta + \frac{1}{2} P_D^T (1 - 3 \cos^2 \theta) \right] \right\}, \quad (1)$$

где множитель  $(d\sigma/d\Omega)_0$  соответствует дифференциальному сечению реакции с неполяризованными частицами;  $P_T$  — поляризация тритона;  $P_D^V$  — векторная поляризация дейтрона;  $P_D^T$  — тензорная поляризация дейтрона;  $\theta$  — полярный угол выхода продуктов реакции, измеренный относительно направления магнитного поля. На рис. 2 представлены два случая угловой зависимости выхода продуктов реакции: когда оба спина дейтерия и трития направлены параллельно друг другу и когда они антипараллельны. Как видно из выражения (1), в первом случае получаем  $d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 (9/4) \sin^2 \theta$  (сплошная кривая на рис. 2), во втором случае (спины антипараллельны)  $d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 (1/4) \times (1 + 3 \cos^2 \theta)$  (пунктирная кривая на рис. 2).

Таким образом, при использовании поляризованных частиц в термоядерных реакциях можно управлять направлением вылета продуктов реакций, поворачивая вектор локального магнитного поля.

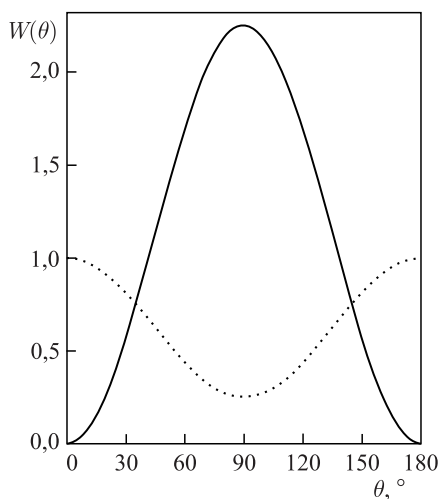


Рис. 2. Угловая зависимость выхода продуктов реакции  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ . Сплошная кривая — спины D и T направлены параллельно друг другу; пунктирная линия — спины направлены антипараллельно

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МОЛЕКУЛ

С целью получения пучка ядерно-поляризованных молекул водорода/дейтерия были изменены некоторые элементы криогенного источника поляризованных атомов (КИПА), разработанного в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера. На рис. 3 представлен общий вид экспериментальной установки, включающей в себя как элементы существующего КИПА, так и дополнительные элементы, установленные для получения поляризованной молекулярной струи и измерения ее интенсивности.

Газообразный водород/дейтерий поступает в камеру сопла по металлической трубке (см. рис. 3). Далее происходит истечение газа в область низкого давления через кольцевое сопло с внутренним и внешним диаметрами 40,7 и 41,3 мм соответственно. Данная геометрия сопла позволяет создать молекулярную струю, форма которой имеет вид кольца в плоскости, перпендикулярной движению молекулярной струи. Сопло расположено коаксиально со сверхпроводящими секступольными магнитами. На входе в магниты расположена диафрагма с кольцевой прорезью с внутренним и внешним диаметрами 40 и 42 мм соответственно. Такая конфигурация приводит к тому, что через диафрагму проходят только молекулы, двигающиеся вблизи полюсов сверхпроводящих секступольных магнитов, где градиент магнитного поля имеет максимальное значение ( $\sim 32$  кГс/см). Это обеспечивает хорошее пространственное разделение молекул, имеющих разное значение проекции ядерного спина.

Внутренняя поверхность сверхпроводящих магнитов имела низкую температуру ( $\sim 2,5$  К) и работала как криогенный насос, обеспечивая высокий вакуум внутри источника поляризованных молекул. Дополнительная установка двух криогенных насосов (см. рис. 3) способствовала получению высокого вакуума на пути движения молекул от источника до компрессионной трубки,

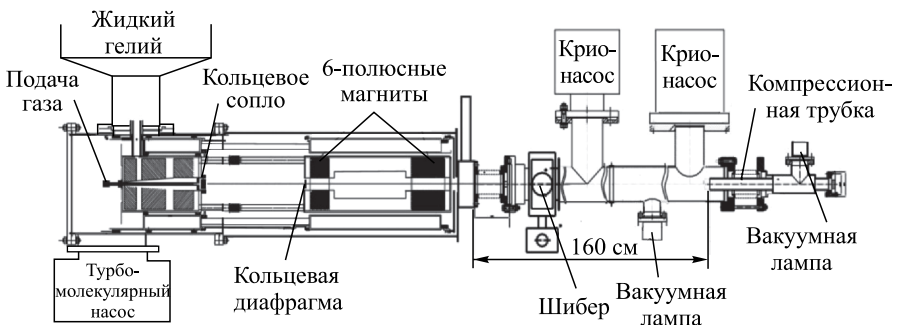


Рис. 3. Общий вид экспериментальной установки

внутренний диаметр которой равен 30 мм, а ее длина составляет 20 см. Измеряя давление в компрессионной трубке и зная вакуумную проводимость последней, можно определять интенсивность молекул, попавших в трубку.

Компоненты экспериментальной установки, присоединенные к молекулярному источнику (шибер, два криогенных насоса и компрессионная трубка), могут перемещаться как единое целое в горизонтальной плоскости (перпендикулярной плоскости рис.3) для измерения функциональной зависимости интенсивности струи молекул от положения компрессионной трубки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для понимания физических процессов, определяющих параметры молекулярного пучка на выходе из источника, было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло. Созданная компьютерная программа рассчитывает траектории молекул, проходящих через систему магнитов при свободномолекулярном движении (без столкновения друг с другом), с учетом различных моделей взаимодействия молекул с поверхностью магнитов.

Для осуществления полного моделирования Монте-Карло движения молекул от края кольцевого сопла до входа в компрессионную трубку необходимо знать распределение молекул по скоростям, а также полный поток газа через сопло. Для этого с помощью компьютерной программы DS2V [8] было проведено прямое статистическое моделирование Монте-Карло для расчета динамики истечения молекул водорода из кольцевого сопла, идентичного используемому в экспериментальной установке. В результате были получены необходимые параметры молекулярного пучка на выходе из кольцевого сопла: распределение плотности газа, вытекающего из сопла; расстояние от сопла, где начинается режим свободномолекулярного движения и распределение молекул по компонентам скорости при переходе в данный (свободномолекулярный) режим движения.

На рис. 4 показано, как меняется длина свободного пробега молекулярного водорода при истечении его из кольцевого сопла. Результат получен с использованием программы DS2V, которая позволяет делать расчеты для аксиально-симметричной геометрии сопла, что соответствует нашему случаю. Компьютерное моделирование было проведено для температуры сопла 7 К и полного потока газа через него  $2 \cdot 10^{-2}$  л·Торр/с. Также на рис. 4 отмечена плоскость перехода в свободномолекулярный режим течения (белая штриховая линия).

После пересечения данной плоскости длина свободного пробега молекул становится больше, чем расстояние от плоскости до кольцевой диафрагмы ( $L = 33$  см), расположенной на входе в первый магнит (см. рис. 3).

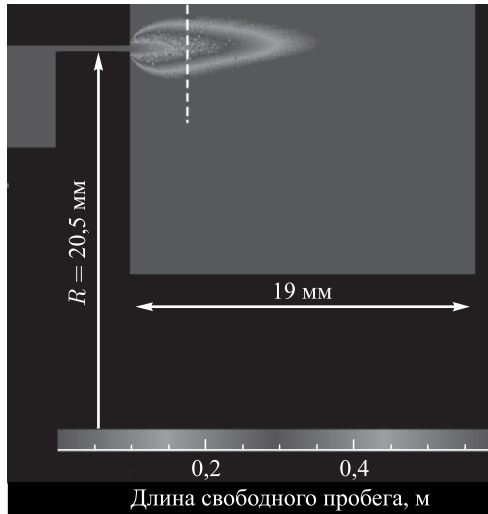


Рис. 4. Изменение длины свободного пробега молекул при истечении из сопла. Белая штриховая линия — область перехода в свободномолекулярный режим течения

Определив, на каком расстоянии от сопла начинается свободномолекулярный режим течения газа (справа от белой штриховой линии на рис. 4), и зная распределение молекул по скоростям в этом месте, мы получаем входные данные для расчета траектории молекул, проходящих через систему магнитов при свободномолекулярном движении.

Начальные координаты молекулы выбирались вероятностным методом исходя из функциональной зависимости концентрации от положения на выбранной плоскости. Компоненты начальной скорости задавались следующим законом распределения:

$$f(V_j) = \frac{\beta_j}{\sqrt{\pi}} \exp \left[ -\beta_j^2 (V_j - Vd_j)^2 \right],$$

где  $\beta_j = \sqrt{m/(3k_B T_j)}$  ( $j = x, y, z$ ),  $Vd_j$  —  $j$ -я компонента дрейфовой скорости, а  $T_j$  —  $j$ -я компонента переносной температуры молекулы. При этом учитывались зависимости дрейфовой скорости и переносной температуры от начальной координаты молекулы, которые были получены в результате прямого моделирования Монте-Карло с помощью программы DS2V.

Также было проведено компьютерное моделирование движения молекул, имеющих разное значение проекции ядерного спина, в магнитном поле сверхпроводящих секступольных магнитов. Оно делалось для выбора оптимального расстояния компрессионной трубки от источника поляризованных

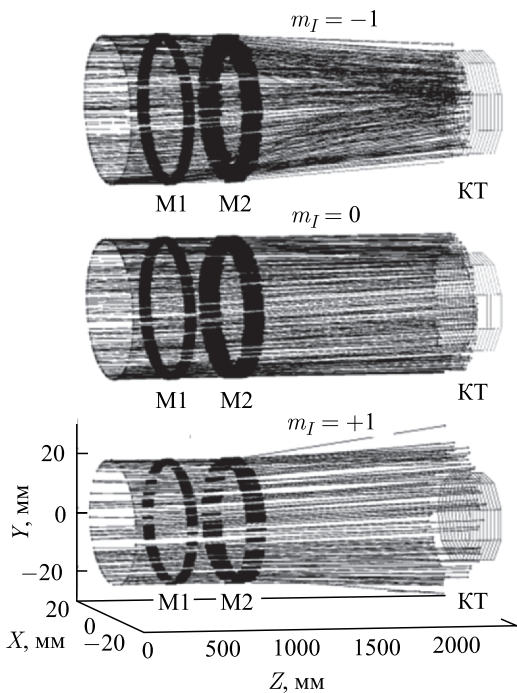


Рис. 5. Траектории молекул  $\text{H}_2$  с разными проекциями ядерного спина  $m_I$  при прохождении через магниты М1 и М2. КТ — компрессионная трубка

молекул, при котором интенсивность поляризованных молекул, попавших в трубку, будет максимальной. Результат данного моделирования представлен на рис. 5.

На рис. 6 показано поведение энергетических уровней водорода во внешнем магнитном поле. Магнитное поле полностью снимает вырождение по энергии. Каждому значению энергии  $\text{H}_2$  соответствуют определенные значения проекции ядерного спина  $m_I$  и проекции орбитального момента  $m_J$  (см. рис. 6). Как видно на рис. 5, молекулы, имеющие отрицательное значение проекции ядерного спина (энергетические уровни  $A$ ,  $B$  и  $C$  на рис. 6), фокусируются неоднородным магнитным полем сверхпроводящих магнитов и попадают внутрь компрессионной трубки. Молекулы с положительным значением проекции ядерного спина (энергетические уровни  $G$ ,  $K$  и  $L$  на рис. 5) дефокусируются неоднородным магнитным полем сверхпроводящих магнитов и не попадают внутрь КТ (смотрите нижнюю часть рис. 5). Оставшиеся молекулы  $\text{H}_2$ , имеющие нулевые проекции ядерных спинов (энергетические уровни  $D$ ,  $E$  и  $F$  на рис. 6), летят по прямой, не меняя свое первоначальное



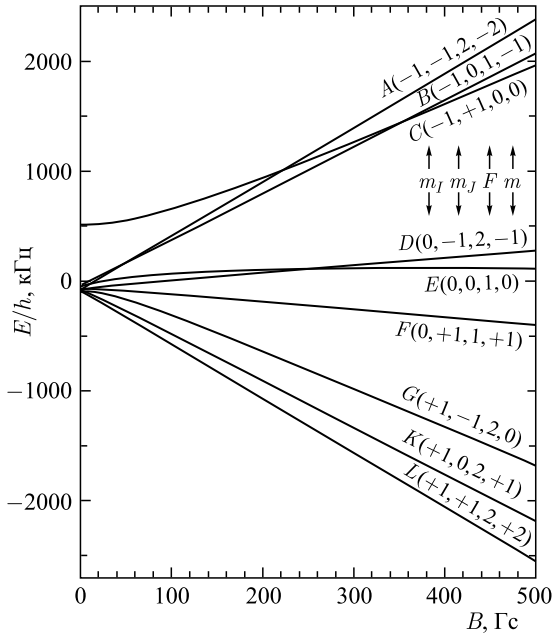


Рис. 6. Расщепление уровней энергии  $\text{H}_2$  внешним магнитным полем.  $F = I + J$  и  $m = m_I + m_J$  — полный магнитный момент и его проекции

направление. Они также не попадают внутрь КТ, так как внутренний диаметр кольцеобразного пучка молекул, сформированного соплом, имеет перед входом в компрессионную трубку больший размер, чем наружный диаметр КТ. Таким образом, компьютерное моделирование показало, что при расположении компрессионной трубки на расстоянии 160 см в нее попадают только молекулы с отрицательной проекцией ядерного спина, что соответствует максимальному значению интенсивности поляризованных молекул внутри КТ.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для проверки различных моделей отражения молекул от внутренней поверхности магнитов было проведено сравнение результатов моделирования Монте-Карло с измерениями пространственного распределения интенсивности неполяризованного молекулярного пучка. Измерения интенсивности проводились при различном положении компрессионной трубки в направлении, перпендикулярном движению молекул.

В результате было установлено, что наилучшее согласие между экспериментальными данными и компьютерным моделированием наблюдается при

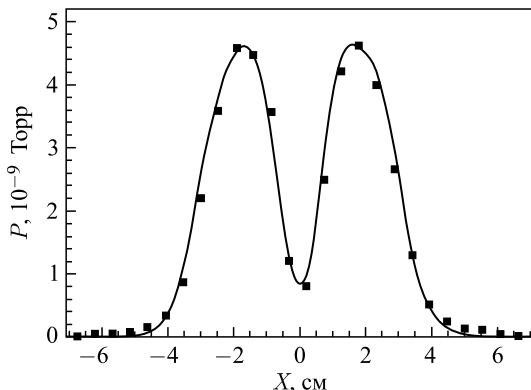


Рис. 7. Результат измерения давления в компрессионной трубке (квадраты) как функция от ее положения. Сплошная кривая — результат компьютерного моделирования

использовании модели отражения молекул от поверхности магнитов, в которой зеркально отражаются молекулы, имеющие длину волны де Бройля  $\lambda$  и угол падения на поверхность  $\alpha$  такие, что выполняется неравенство  $2h \sin(\alpha) < 10\lambda$ . Молекулы, для которых данное неравенство неверно, отражались по диффузному закону. В нашем случае внутренней поверхностью магнитов является труба из нержавеющей стали. Шероховатость поверхности  $h = 1$  мкм.

На рис. 7 представлены результаты измерений давления в компрессионной трубке (давление пропорционально интенсивности молекулярного пучка) в зависимости от ее положения. Измерения проводились при выключенных токах через обмотки сверхпроводящих магнитов. Также на рис. 7 представлен результат моделирования Монте-Карло, полученный с учетом вышеуказанной модели взаимодействия молекул с поверхностью магнитов.

Сравнение экспериментальных результатов по пространственному распределению интенсивности пучка с результатами компьютерного моделирования указывает на большое количество (более 20 %) молекул, которые зеркально отражаются от внутренней поверхности магнитов.

Проведен ряд измерений интенсивности поляризованных молекул водорода/дейтерия при разных значениях температуры кольцевого сопла. Результаты данных измерений представлены на рис. 8. Во время измерений компрессионная трубка располагалась на оси 6-полюсных сверхпроводящих магнитов, а ток через обмотки магнитов менял свое значение (штриховые линии на рис. 8). Зная вакуумную проводимость компрессионной трубки (52 л/с) и изменение давления в ней (сплошная кривая на рис. 8) при вводе и выводе тока через обмотку магнитов, легко определить интенсивность поляризованных молекул на входе в КТ.

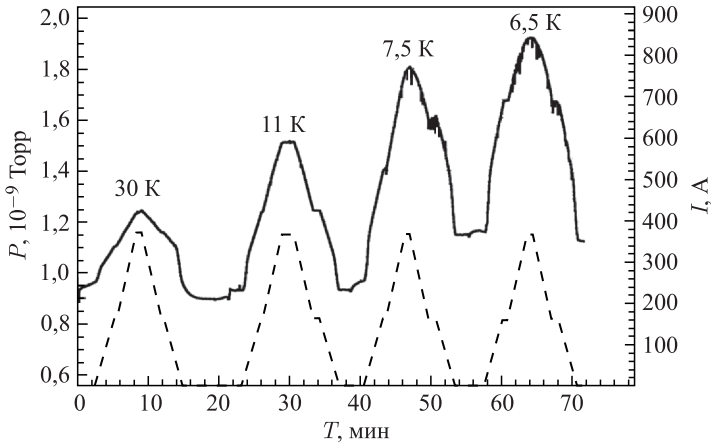


Рис. 8. Давление  $P$  в компрессионной трубке (сплошная кривая) и ток  $I$  через обмотки сверхпроводящих магнитов (штриховые)

Как видно на рис. 8, максимальное значение интенсивности поляризованных молекул водорода было получено при температуре сопла 6,5 К. Оно составило  $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

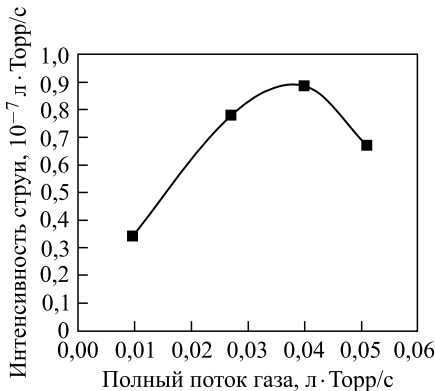


Рис. 9. Интенсивность поляризованных молекул  $\text{H}_2$  как функция от полного расхода газа через сопло

На рис. 9 представлены результаты измерения интенсивности струи поляризованных молекул, полученные для разных значений полного потока газа через кольцевое сопло. Температура сопла во время измерений не менялась и составляла 7,5 К.

Одним из возможных объяснений падения интенсивности молекулярной струи является ее ослабление на остаточном газе, так как при увеличении полного потока газа через сопло растет давление остаточного газа в области между кольцевым соплом и диафрагмой, расположенной на входе в магниты. Чтобы оценить этот эффект, необходимо знать значение полного сечения взаимодействия молекул водорода при низкой температуре. В настоящее время нет экспериментальных данных по величине сечения в интересующей нас энергетической области взаимодействия  $\text{H}_2\text{-H}_2$  ( $\sim 10^{-3}$  эВ). Поэтому в ближайшее время планируется измерение сечения

столкновений  $\text{H}_2\text{-H}_2$  при низких температурах. Теория же предсказывает резкий рост сечения (до  $10^{-13} \text{ см}^2$ ) при понижении температуры сталкивающихся молекул [9], что могло бы объяснить наблюдаемое падение интенсивности поляризованных молекул при увеличении расхода газа через сопло.

На экспериментальной установке, представленной на рис. 3, помимо работ с водородом были проведены измерения с молекулярным дейтерием. Измеренная максимальная интенсивность поляризованной струи  $\text{D}_2$  составила  $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Столь малая величина (по сравнению с интенсивностью  $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  струи  $\text{H}_2$ ) объясняется тем, что ядерный магнитный момент  $\text{D}_2$  намного меньше ядерного магнитного момента  $\text{H}_2$ . Кроме того, геометрия экспериментальной установки (расстояние от фокусирующих магнитов до КТ) оптимизировалась так, чтобы получить максимальное значение поляризованных молекул водорода на входе в компрессионную трубку.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была продемонстрирована возможность получения ядерно-поляризованных молекул водорода/дейтерия на экспериментальной установке, в основе которой лежит ранее созданный криогенный источник поляризованных атомов. Максимальная измеренная интенсивность поляризованной струи  $\text{H}_2$  составила  $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Для ее существенного увеличения необходимо разработать источник со значительно большей апертурой кольцевого сопла и сверхпроводящего многополюсного магнита (для примера см. рис. 1). В настоящее время проводятся расчеты параметров такой установки [10] с учетом уже полученных результатов моделирования и измерений, проведенных на экспериментальной установке, представленной на рис. 3. Для проверки идеи увеличения направленности пучка молекул посредством использования капилляров планируется создать кольцевое сопло с большим количеством капилляров по всему периметру и провести ряд измерений с ним.

Отдельный интерес представляет вопрос сохранения ядерной поляризации у молекул после их вымораживания на криогенной поверхности в присутствии магнитного поля. Важно получить ответ на вопрос: возможно ли накопить ядерно-поляризованные молекулы в виде льда, который в дальнейшем можно будет использовать как поляризованное топливо в термоядерных реакторах? Также необходимо проверить возможность сохранения ядерной поляризации в процессе компрессии молекулярной струи турбомолекулярным насосом с целью транспортировки поляризованных молекул в накопительную ячейку. Ответы на эти вопросы будут даны в результате дальнейших экспериментов с полученными поляризованными молекулами водорода/дейтерия. Степень ядерной поляризации будет измеряться поляриметром Lamb-shift, разработанным в Германии и поставленным в Новосибирск в 2018 г.

Работа проведена в рамках совместного гранта РФФИ 16-42-01009 и DFG BU 2227/1-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nikolenko D. M. et al.* // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73, No. 8. P. 1322.
2. *Dyug M. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 495. P. 8.
3. *Toporkov D.* // Proc. of the 12th Intern. Workshop on Polarized Sources, Targets and Polarimetry, Upton, 2007. P. 135.
4. *Shestakov Yu. V. et al.* // Proc. of the 13th Intern. Symp. on High Ener. Spin Physics. Protvino, 1998. P. 415.
5. *Ciullo G.* // Springer Proc. in Physics. Nuclear Fusion with Polarized Fuel. 2016. V. 187. P. 1.
6. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3.
7. *Sandorfi A. M. et al.* arXiv:1703.06165v1[physics.plasm-ph].
8. *Bird G. A.* DS2V Program Code. [www.gab.com.au](http://www.gab.com.au).
9. *Lee Teck-Ghee et al.* // J. Chem. Phys. 2006. V. 125. P. 11430.
10. *Yurchenko A. V. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 938. P. 012023.