

**Петербургский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова**

**М.С. Микиртычьянц, А.А. Васильев, А.И. Ковалев, П.А.Кравцов,  
Х. Зайферт\*, Ф. Ратманн\***

**Измерения профиля пучка источника  
поляризованного атомарного водорода и  
дейтерия с помощью 2-х координатного  
монитора в области формирования газовой  
струи**

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

**Гатчина**

**2002**

УДК 536.24

## **Measurements of the polarized hydrogen and deuterium profile from the atomic beam source with 2D monitor**

**M.S. Mikirtychiants, A.I. Kovalev, P.A. Kravtsov, A.A. Vassiliev,  
F.Rathmann\*, H. Seyfarth\***

### **Abstract**

This work is done in the frame of the development of the polarized atomic beam source (ABS) for the ANKE spectrometer at the COSY-Jülich accelerator. Investigations of the deuteron break-up planned at ANKE will make use of the polarized target. One of the most important parameter of the source is the polarized atomic beam profile. In the present work method of the beam profile measurements with the 2D detector of the atomic hydrogen flux is given. Technique of measurements of the atomic beam profile and equipment used are described. Results of the measurements are presented.

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

© ПИЯФ, 2002

## Аннотация

Настоящая работа выполнена в рамках разработки и тестирования источника поляризованного атомарного водорода или дейтерия (ABS<sup>1</sup>) для спектрометра ANKE<sup>2</sup> на накопительном кольце COSY-Jülich<sup>3</sup>. Планируемый на ANKE эксперимент, связанный с исследованиями развала дейтрона, потребует использования поляризованной водородной и дейтериевой газовой мишени. Определение профиля атомарного пучка в области его формирования является одним из основных параметров источника. В работе приводится математическая модель 2-х координатного детектора потока атомарного водорода. Описана методика измерений профиля атомарного пучка, измерительное оборудование и представлены результаты измерений.

## Введение

Традиционный метод измерения профиля водородного атомарного пучка основан на использовании квадрупольного масс-спектрометра, в котором атомы проходят сквозь спектрометр и пересекаются внутренним электронным пучком<sup>4</sup> [1]. На QMS располагается диафрагма для устранения столкновений атомов со стенками QMS. Сам QMS располагается на двухкоординатном столе, что позволяет перемещать его в плоскости, перпендикулярной пучку.

Непрямой метод измерения профиля пучка связан с использованием компрессионной трубки [2]. Этот метод основан на измерении давления в объёме с компрессионной трубкой. Прямой атомарный пучок проходит через длинную трубку с маленьким диаметром без взаимодействия со стенками (атомы движутся параллельно оси трубки). Но обратный поток из объёма ограничен проводимостью компрессионной трубки. Таким образом, давление в объёме связано с потоком атомов и параметрами компрессионной трубки. Если есть возможность перемещать компрессионную трубку в плоскости, перпендикулярной пучку, то можно измерять профиль пучка.

---

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

<sup>2</sup> Apparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles.

<sup>3</sup> COoler Synchrotron, Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany.

<sup>4</sup> cross beam Quadruple Mass Spectrometer (QMS).

Специальная процедура калибровки позволяет измерять абсолютный поток на входе в компрессионную трубку [3].

Оба метода хорошо известны и тщательно исследованы в большом количестве работ. Главные ограничения этих методов:

- невозможно проводить измерения профиля пучка, не разрушая пучок. Т.е. в момент проведения физического эксперимента невозможно контролировать профиль пучка, стабильность пучка;
- механическая система для организации двухкоординатного перемещения в вакууме достаточно сложна. Приспособление как QMS устройств, так и компрессионной трубки к существующим поляризованным источникам очень затруднено.
- измерения с помощью QMS возможны только при условии хорошего вакуума ( $10^{-5}$  мбар), что делает невозможным измерения в первой и второй ступенях поляризованного источника.

Наибольший интерес представляют измерения профиля атомарного пучка в первой ступени ABS. Именно там теряется до 95% атомарного пучка. Следовательно, даже незначительное увеличение плотности атомарной струи в области ее формирования может существенно увеличить поток поляризованных атомов и, следовательно, плотность поляризованной мишени. Именно созданию прибора для таких измерений и посвящена данная работа.

Идея прибора изображена на рисунке 1. В поток атомарного водорода(дейтерия) помещается проволока. Атомы водорода нагревают поверхность из-за поверхностной рекомбинации в молекулы. Теплота рекомбинаций изменяет температуру проволоки и, соответственно, ее сопротивление. Следовательно, сопротивление проволоки несет в себе информацию о величине потока. Если организовать двумерную структуру проволок, то можно восстанавливать профиль потока атомарного водорода(дейтерия).

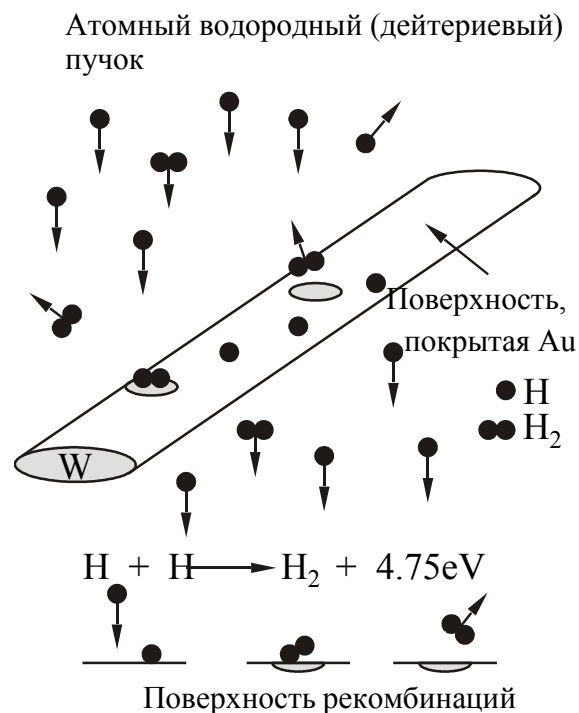


Рисунок 1. Идея детектора потока атомарного водорода (дейтерия)

Хорошо известно, что коэффициент прилипания (вероятность свободного атома остаться на поверхности после соударения с ней) для атомарного водорода достаточно велик [4]. Известные данные приводятся в таблице.

Таблица. Коэффициент прилипания ( $C_s$ ) атомарного водорода к чистой металлической поверхности

Металл	Au	Pt	Ni	Al
$C_s$	0.5	1.0	1.0	0.6

Независимость данного коэффициента от скорости водородных атомов (до 10000 м/с) и от угла падения на поверхность сильно упрощает задачу расчета взаимодействия атомарного водорода с поверхностью.

Попытки измерения тепла рекомбинации на источниках атомарного водорода проводились различными группами, но без успеха и без публикации результатов [5]. Главная проблема состоит в чрезвычайно низкой плотности тепла, которую необходимо измерить.

Характерная плотность атомарного потока около  $10^{16}$  атомов/см<sup>2</sup>. Тепловая плотность при рекомбинации атомов на поверхности

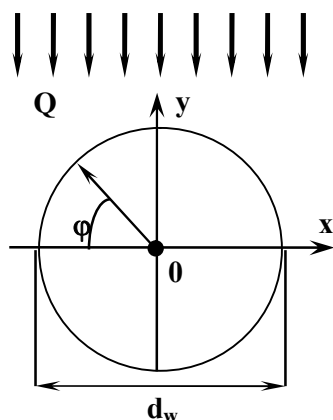
$$10^{16} \left[ \frac{\text{атомов}}{\text{см}^2} \right] \times \frac{1}{2} \times 7.6 \times 10^{-19} [\text{Дж}] = 0.004 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \right].$$

Измерения такой плотности тепла непростая задача. Воспроизводимость результатов была очень низкой.

Математическая модель для нагрева проволоки при рекомбинации атомарного потока водорода на поверхности проволоки была построена в [6]. Оказалось, что нужный диаметр проволоки (рассматривались вольфрамовые проволоки, легированные рением и покрытые золотом) лежит в очень узком интервале. Именно эта особенность и определяла неудачи других экспериментов. Для W/Re проволоки возможный диаметр оказался  $5 \pm 2$  мкм. На качественном уровне такое понятно – уменьшение диаметра связано с тепловым балансом. “Приход” тепла – это линейная функция диаметра – количество атомов, падающее на поверхность – это длина проволоки, умноженная на диаметр. Тепло “расходуется” по двум направлениям: излучение в пространство и теплоотвод на холодные концы проволоки. Излучение также линейная функция диаметра (площадь поверхности), в то время как теплоотвод вдоль проволоки – квадратичная функция диаметра. Следовательно, для увеличения нагрева проволоки необходимо уменьшать диаметр. Но нижний предел диаметра определяется теплоотводом через излучение. Когда происходит локальный перегрев проволоки, чувствительность падает очень быстро. Именно построение математической модели позволило определить параметры проволоки и определило успех эксперимента.

Все тесты проводились с проволоками производства Luma metal [7].

### Нагрев металлической проволоки потоком атомарного водорода



Построим простейшую модель нагрева проволоки из-за рекомбинаций атомарного водорода на ее поверхности. Проволоку мы считаем круглой (паспортные данные на нее дают разброс диаметра не более 5%). Если предположить для простоты однородный по плотности атомарный пучок  $Q$ , то “видимая проволокой” плотность потока на поверхности как функция центрального угла будет

$$Q_{visibl} = Q \sin(\varphi). \quad (1)$$

Известно, что коэффициент прилипания атомарного водорода не зависит от угла атаки (угол между нормалью к поверхности и вектором скорости). При рассмотрении теплового баланса нет необходимости принимать во внимание этот угол. И если мы сразу предположим, что длина проволоки много больше диаметра (одномерный случай), то во внимание нужно будет принимать только «видимую» пучком площадь сечения проволоки.

$Q$  – это плотность потока атомного водорода, падающая на поверхность [ат/(м<sup>2</sup>с)]. Часть атомов отражается от поверхности, другая – “приклеивается” к ней. Отношение числа “приклеившихся” атомов к общему числу падающих атомов называется коэффициентом прилипания<sup>5</sup> –  $C_s$ . Изменение числа атомов на поверхности будет

$$\frac{\partial N}{\partial t} = C_s Q, \quad (2)$$

---

<sup>5</sup> sticking coefficient

где  $N$  – это плотность атомов на поверхности [ат/м<sup>2</sup>].

Можно предположить, что атомы покидают поверхность двумя способами:

1. Атом улетает с поверхности в атомарной форме. Такая вероятность существует при любой температуре. Для этого процесса

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau}, \quad (3)$$

где  $\tau$  – это среднее время жизни атома на поверхности, определяемое как

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4)$$

где  $\tau_0$  – время, необходимое атому для термализации на поверхности [с],  $E_0$  – энергия связи с поверхностью [Дж],  $T$  – абсолютная температура [К],  $k = 1.3806 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана.

2. Второй путь для атома покинуть поверхность – это рекомбинировать со вторым атомом и улететь в виде молекулы. Для металлов, с которыми мы работаем (Pt, Ni, Au), время жизни молекулы на поверхности пренебрежимо мало при комнатных температурах. Для атомов существуют две возможности рекомбинации:

- рекомбинация на поверхности;
- один атом на поверхности, другой попадает в радиус взаимодействия прямо из потока.

Обычно работа ведется с низкими поверхностными плотностями при температурах выше 300К. Это приводит к доминированию 2-го механизма – поверхностный атом рекомбинирует с атомом из свободного потока. Для этого механизма скорость убывания атомов с поверхности



$$\frac{\partial N}{\partial t} = -C_r N Q, \quad (5)$$

где  $C_r$  – сечение рекомбинации на поверхности [ $\text{м}^2$ ].  
Окончательно можно написать

$$\frac{\partial N}{\partial t} = C_s Q - \frac{N}{\tau_0} e^{-\frac{E_0}{kT}} - C_r N Q. \quad (6)$$

В случае равновесия (плотность атомов остается постоянной)

$$\frac{\partial N}{\partial t} = 0 \quad (7)$$

можно рассчитать равновесную поверхностную плотность атомов

$$N_e = \frac{C_s Q \tau_0}{C_r Q \tau_0 + e^{-\frac{E_0}{kT}}}. \quad (8)$$

Плотность рекомбинаций в этом случае

$$d_{rec} = N_e C_r Q = \frac{C_r C_s Q^2 \tau_0}{C_r Q \tau_0 + e^{-\frac{E_0}{kT}}}. \quad (9)$$

В частном случае, когда основной способ убывания атомов с поверхности – это рекомбинация (что происходит при температурах проволоки до 800-900 К), мы можем написать

$$d_{rec} = C_s Q, \quad (10)$$

что является очевидным и тривиальным результатом.  $Q$  при этом – “видимая с круглой проволоки” плотность потока.

### **Изменение сопротивления металлической проволоки из-за нагрева поверхностными рекомбинациями**

Для описания проволоки мы будем использовать одномерную статическую модель. Длина проволоки на 4–5 порядков больше диаметра, параметры пучка стабильны. Если  $T(x)$  – распределение температуры вдоль проволоки, то можно написать

$$S \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = -F, \quad (11)$$

где  $\lambda$  – теплопроводность материала проволоки [Вт/(м К)],  $S$  – площадь сечения проволоки. В общем случае  $\lambda$  зависит от температуры и не зависит от  $x$  (проволока однородна по длине).  $F$  [Вт/м] – линейная плотность теплового потока.  $F$  зависит от  $x$  и  $T$ .  $F$  положительна, если тепло поступает на проволоку. Граничные условия

для  $T(x)$ :  $T\left(-\frac{L_0}{2}\right) = T\left(\frac{L_0}{2}\right) = T_0$ . Если переписать уравнение в стандартной для численных расчетов форме, то будет

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = f\left(x, T, \frac{\partial T}{\partial x}\right), \quad (12)$$

где

$$f\left(x, T, \frac{\partial T}{\partial x}\right) = -\left[\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T}\right] \left[\frac{\partial T}{\partial x}\right]^2 + \frac{F(x, T)}{S\lambda}. \quad (13)$$

Так как нагрев проволоки из-за рекомбинаций довольно велик (нагрев может быть до 500 К), необходимо принять во внимание температурную зависимость теплопроводности

$$\lambda(T) = \lambda_0 + \lambda_0 \alpha_\lambda (T - T_0), \quad (14)$$

где  $\alpha_\lambda$  – температурный коэффициент теплопроводности и  $\lambda_0$  – теплопроводность при температуре  $T_0$ .  $F(x, T)$  – линейная плотность теплового потока, основные части которой:

- тепло из-за рекомбинаций атомарного водорода;
- нагрев измерительным электрическим током;
- охлаждение излучением.

В пределе невысоких температур, когда убеганием атомов с поверхности в атомарной форме можно пренебречь, нагрев рекомбинациями можно выразить как

$$F_{rec}(x) = \frac{1}{2} C_s E_{rec} d_w Q(x, y_{wire}), \quad (15)$$

где  $E_{rec}$  – рекомбинационная энергия на пару атомов,  $x$  – координата вдоль проволоки,  $y_{wire}$  – положение проволоки,  $Q(x, y)$  – плотность потока атомарного водорода.

Тонкая проволока неизбежно нагревается электрическим током, необходимым для измерения сопротивления. Если  $I$  – электрический ток сквозь проволоку, то

$$F_{electr}(T) = \frac{\rho(T)I^2}{S}, \quad (16)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление материала проволоки [Ом·м]. В простейшем случае мы можем использовать линейное приближение

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_0 \alpha_\rho (T - T_0), \quad (17)$$

где  $\alpha_\rho$  – температурный коэффициент удельного сопротивления и  $\rho_0$  – удельное сопротивление при температуре  $T_0$ .

Нагретая проволока излучает тепло в пространство, тем самым охлаждаясь:

$$F_{rad} = \pi \sigma \varepsilon d_\omega (T^4 - T_0^4), \quad (18)$$

где  $\sigma$  – константа Больцмана =  $5.67 \cdot 10^{-8}$  Дж/(м<sup>2</sup> с К<sup>4</sup>) и  $\varepsilon$  – коэффициент отражения,  $T_0$  – температура вакуумной камеры или температура равновесного теплового излучения, в котором находится проволока.

В результате мы получаем нелинейное стационарное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = & \left[ \frac{\alpha_\lambda}{1 + \alpha_\lambda(T - T_0)} \right] \left[ \frac{\partial T}{\partial x} \right]^2 + \\
& + \frac{\frac{C_s E_{rec} d_w Q(x, y_{wire})}{2} + \frac{I^2 [\rho_0 + \rho_0 \alpha_\rho (T - T_0)]}{S} - \pi \sigma \varepsilon d_w (T^4 - T_0^4)}{S (\lambda_0 + \lambda_0 \alpha_\lambda (T - T_0))}
\end{aligned}
\tag{19}$$

с граничными условиями

$$T\left(-\frac{L_2}{2}\right) = T\left(\frac{L_0}{2}\right) = T_0.
\tag{20}$$

Сопротивление проволоки выражается через температуру как

$$R = \frac{1}{S} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} \rho(x) dx = \frac{\rho_0}{S} \left[ L_0 \{1 - \alpha_\rho T_0\} + \int_{-L_0/2}^{L_0/2} T(x) dx \right].
\tag{21}$$

### Частный случай. Аналитическое решение.

Для выявления качественных закономерностей было найдено, в рамках упрощающих предположений, аналитическое решение, которое с успехом можно использовать для малых потоков атомарного водорода. Итак, если предположить, что

- теплопроводность материала не зависит от температуры;
- пучок атомарного водорода представляет собой однородный поток, ограниченный апертурой  $L_1$ ;
- проволока не нагревается слишком сильно.

Уравнение в этом случае легко линеаризуется. Для этого нелинейный член излучения мы преобразуем в

$$T^4 - T_0^4 = 4T_0^3(T - T_0) + o^2\left(\frac{T - T_0}{T_0}\right), \quad (22)$$

и дифференциальное уравнение при этом преобразуется в

$$\begin{aligned} -S\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{1}{2} C_s E_{rec} d_w Q(x, y_{wire}) + \\ &+ \frac{I^2 [\rho_0 + \rho_0 \alpha_\rho (T - T_0)]}{S} - 4\pi \sigma \varepsilon d_w T_0^3 (T - T_0) \end{aligned} \quad (23)$$

при граничных условиях

$$T\left(\frac{L_0}{2}\right) = T\left(-\frac{L_0}{2}\right) = T_0 \quad (24)$$

и условиях на атомарный пучок

$$\begin{cases} Q(x, y) = 0 & \text{if } x^2 + y^2 \geq \frac{L_1}{2} \\ Q(x, y) = Q_0 & \text{if } x^2 + y^2 < \frac{L_1}{2} \end{cases}. \quad (25)$$

Линейное уравнение второго порядка решается аналитически, и решение представляет собой комбинацию из трех функций (две вне

пучка и одна внутри) с условиями сшивки, как значений, так и первых производных данных функций на границе пучка.

$$T(x) = \begin{cases} T_0 + \frac{\beta_2}{A} + C_1 ch(\sqrt{Ax}) + C_2 sh(\sqrt{Ax}) & -\frac{L_0}{2} < x < -\frac{L_1}{2} \\ T_0 + \frac{\beta_1}{A} + C_5 ch(\sqrt{Ax}) & -\frac{L_1}{2} < x < \frac{L_1}{2} \\ T_0 + \frac{\beta_2}{A} + C_1 ch(\sqrt{Ax}) - C_2 sh(\sqrt{Ax}) & \frac{L_1}{2} < x < \frac{L_0}{2} \end{cases}, \quad (26)$$

где использованы различные коэффициенты, имеющие аналитическое выражение:

$$A = \frac{4\pi\sigma\epsilon d_w T_0^3 - \alpha_\rho I^2 \frac{\rho_0}{S}}{\lambda S}, \quad (27)$$

$$\beta_1 = \frac{Q_0 + \alpha_\rho I^2 \frac{\rho_0}{S}}{\lambda S}, \quad (28)$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_\rho I^2 \frac{\rho_0}{S}}{\lambda S}, \quad (29)$$

$$C_1 = \frac{y_0 + (y_0 - y_1) sh(x_1) sh(x_0)}{ch(x_0)}, \quad (30)$$

$$C_2 = (y_0 - y_1)sh(x_1), \quad (31)$$

$$C_5 = \frac{y_0 + (y_0 - y_1)(sh(x_1)sh(x_0) + ch(x_1)ch(x_0))}{ch(x_0)}, \quad (32)$$

$$x_0 = \sqrt{A} \frac{L_0}{2}, \quad (33)$$

$$x_1 = \sqrt{A} \frac{L_1}{2}, \quad (34)$$

$$y_0 = -\frac{\beta_2}{A}, \quad (35)$$

$$y_1 = -\frac{\beta_1}{A}. \quad (36)$$

Именно на основании аналитических вычислений были установлены границы параметров для проволок.

Аналитическое решение имеет самостоятельную ценность. Оно с успехом используется как начальное приближение для численного решения дифференциального уравнения. При этом скорость сходимости численного решения увеличивается в десятки раз.

#### **Регистрация потока атомарного водорода.**

Нелинейное дифференциальное уравнение для проволоки численно решается с помощью различных методов, но сама проволока



описывается рядом параметров, одни из которых доступны прямому измерению, другие нет. Оказалось, что параметры, доступные прямому измерению для тонкой проволоки (5  $\mu\text{m}$ ), сильно отличаются от табличных для данного материала. Это объясняется существенным влиянием приповерхностного слоя и сложного состава проволоки (вольфрам, рений и 0.5  $\mu\text{m}$  золота на поверхности).

Проволоку описывают следующие параметры:

- температурный коэффициент сопротивления  $\alpha_p$ . Допускает прямое измерение. Были проведены измерения сопротивления куска проволоки (длина в этом случае не важна) в муфельной печи до 800 С;
- диаметр проволоки  $d_w$ . Допускает прямое измерение с помощью микроскопа.
- теплопроводность  $\lambda$ ;
- коэффициент отражения  $\varepsilon$ .

Два последних параметра не допускают прямых измерений. Мы извлекаем данные параметры из зависимости сопротивления проволоки от тока в хорошем ( $10^{-7}$  мбар) вакууме. Параметры теплопроводности и коэффициента отражения просто подгоняются для совпадения расчетного сопротивления и измеренного.

На рисунке 2 приводится экспериментальная зависимость сопротивления от тока для 5  $\mu\text{m}$  W/Re проволоки, зависимость для аналитического решения упрощенного дифференциального уравнения и численное решение. Решения подгонялись к экспериментальным данным методом наименьших квадратов, где теплопроводность и коэффициент отражения были вариационными параметрами.

Обращает на себя внимание хорошее совпадение аналитического решения и численного расчета в области малых токов с экспериментальным результатом и полное согласие численного расчета с экспериментом во всём диапазоне. Это подтверждает правильность построенной модели. Совпадение аналитического решения с экспериментальными данными наблюдается только в области малых токов (или малых температур). Это закономерно, так как дифференциальное уравнение линеаризуется только в области малого перегрева проволоки. Подгонялись два параметра – теплопроводность и коэффициент отражения. Для аналитического решения параметры не

подгонялись – использованы параметры подгонки из численного решения. Измерения вольтамперных характеристик для проволоки без потока атомарного водорода в настоящий момент является стандартной процедурой, встроенной в прибор. Калибровка прибора осуществляется перед любыми измерениями (данная процедура занимает 15-20 минут и гарантирует стабильность параметров).

Далее для того, чтобы утверждать, что сопротивление проволоки “содержит в себе информацию об атомарном потоке”, надо показать, что измерения

- чувствительны к потоку атомарного водорода;
- стабильны во времени;
- воспроизводятся в различных сериях измерений.

На рисунке 3 приводится зависимость сопротивления проволоки в вакууме, в потоке молекулярного водорода и в потоке атомарного водорода. Проволока помещена во вторую ступень поляризованного источника. Эти измерения подтверждают чувствительность метода именно к атомарному водороду. Наличие потока молекулярного водорода, создающего примерно те же вакуумные условия для проволоки не приводят к изменениям сопротивления. Отметим, что ухудшение вакуумных условий может только уменьшать сопротивление (принцип работы большого числа вакуумметров). Эффект от атомарного водорода увеличивает сопротивление проволоки почти вдвое (при малых токах), что доступно для измерения практически любыми вольтметрами (сигнал с 90 мВ меняется до 150 мВ).

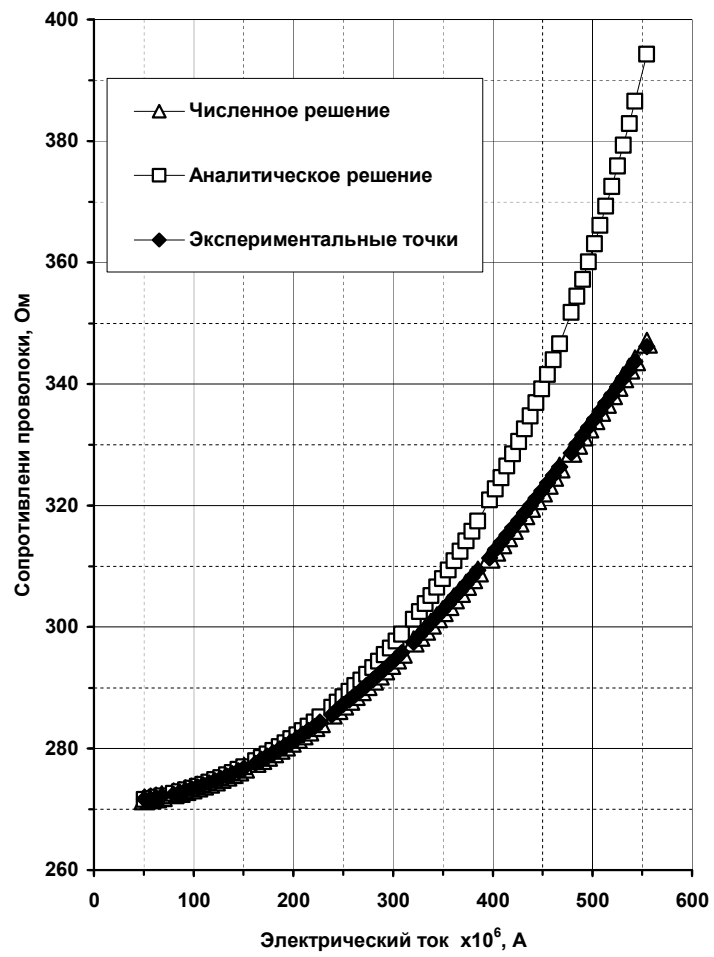


Рисунок 2. Зависимость сопротивления от тока для 5 μm W/Re проволоки, покрытой золотом. Длина проволоки 50 мм.

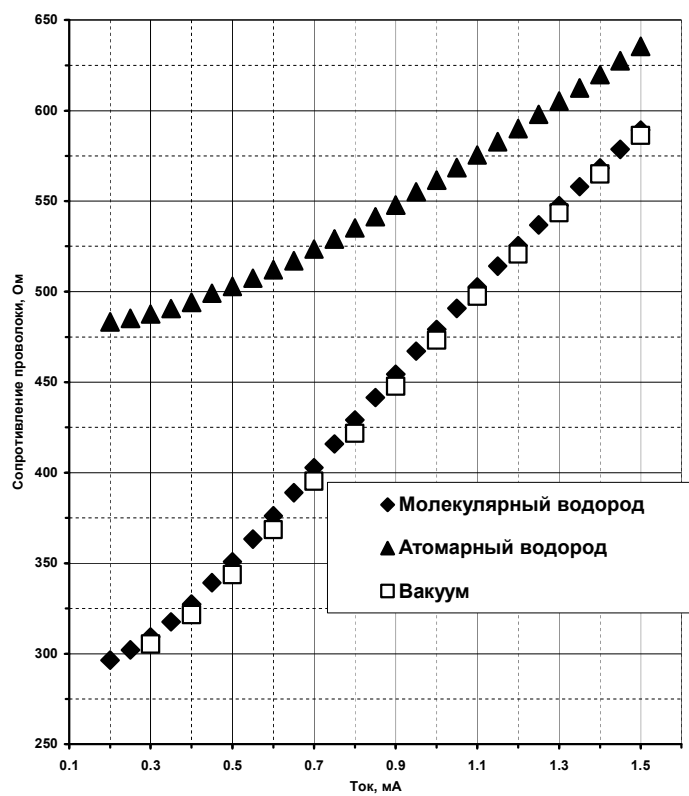


Рисунок 3. Зависимость сопротивления 5 μм проволоки как функция тока в хорошем вакууме, в потоке молекулярного водорода и в потоке атомарного водорода

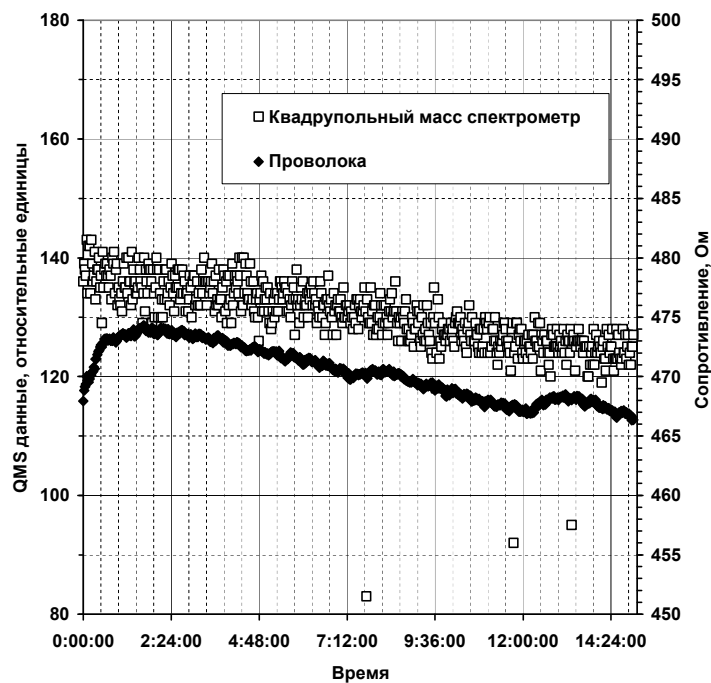


Рисунок 3. Измерение сопротивления проволоки в потоке атомарного водорода и параллельное измерение того же потока квадрупольным масс-спектрометром.

Стабильность во времени измерялась параллельно с данными с квадрупольного масс-спектрометра. Результаты приводятся на рисунке 3.

Воспроизводимость измерений – очень большая проблема. Везде, где определяющую роль играет поверхность, – это один из основных вопросов методики. Оказалось, что, если прокалить проволоку в потоке атомарного водорода до температуры 900 С, воспроизводимость результатов становится лучше 1% (у нас нет приборов для определения стабильности пучка лучше этого уровня). 900 С были выбраны для

сохранения золота на поверхности проволоки. При больших температурах оно начнет испаряться.

Итак, сопротивление проволоки содержит стабильную и воспроизводимую информацию о потоке атомарного водорода, причём полезный сигнал существенно превышает все побочные эффекты и шумы.

### **Монитор потока атомарного водорода.**

Поместив проволоку в поток атомарного водорода, мы можем определить, в лучшем случае, лишь интеграл проекции плотности потока на данную проволоку. Поэтому сразу возникла идея создания двухкоординатной сетки из проволок (XY) в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Это и определило конструкцию монитора. Монитор, который был использован в различных экспериментах [8], приводится на рисунке 4. Он содержит два слоя проволок (16x16 проволок) на обеих сторонах стальной рамки. На рамку с помощью Аралдита (двухкомпонентный клей, совместимый со сверхвысоким вакуумом) наклеена каптоновая изоляция с медными площадками. Покрытая золотом 5 мкм W/Re проволока припаивалась и проклеивалась на этой рамке (технология пропорциональных камер). Особенностью технологии является работа с 5 мкм проволокой – необходимое натяжение при монтаже не более 1,5 г. Монитор выполнен по технологии устройств, помещаемых в сверхвысокий вакуум.

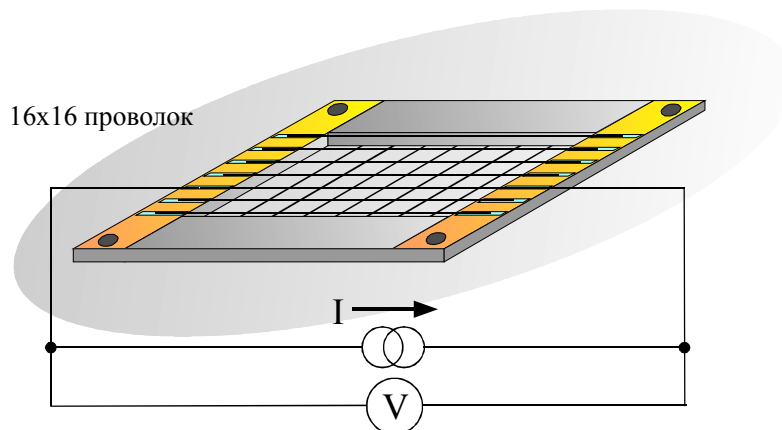


Рисунок 4. Конструкция монитора потока атомарного водорода.

### Восстановление профиля потока атомарного водорода

Итак, у нас есть 32 числа – сопротивления проволочек в потоке атомарного водорода. Как ответить на вопрос о самом потоке?

Пусть  $\{R_{a,i}\}_{i=1..16}^{a=x,y}$  сопротивления проволочек в различных плоскостях  $(x,y)$  и с различными порядковыми номерами. Достаточно легко ответить на вопрос – очень важный для проводки любых пучков, где его центр. Можно определить

$$x_0 = \sum_{i=1}^{16} x_i \frac{R_{x,i} - R_{0x,i}}{R_{0x,i}}, \quad (37)$$

$$y_0 = \sum_{i=1}^{16} y_i \frac{R_{y,i} - R_{0y,i}}{R_{0y,i}}, \quad (38)$$

где индекс «0» означает соответствующее сопротивление при отсутствии атомарного пучка. Устранить разброс сопротивлений для проволок не удастся (он составляет примерно 5%), поэтому мы пользуемся индивидуальными параметрами для каждой проволоки.

Практически без вычислений можно сказать об относительной интенсивности пучка. Относительную интенсивность пучка можно характеризовать как

$$\Xi = \sum_{a=x,y} \sum_{i=1}^{16} \frac{R_{a,i} - R_{0a,i}}{R_{0a,i}}. \quad (39)$$

Размер пучка можно оценить, если сделать предположение о цилиндрической симметрии, но это уже не так однозначно и связано с моделями [9].

В нашем случае процедура восстановления профиля пучка следующая:

- мы задаемся моделью пучка (например, двумерное распределение Гауса). Это распределение содержит ряд параметров, которые необходимо определить.
- задав начальное значение параметров и численно решая дифференциальное уравнение [10], мы находим сопротивления проволок.
- Далее параметры модели пучка варьируются с минимизацией среднеквадратичного отклонения расчетных сопротивлений от измеренных.

На рисунке 5 приводится восстановленный профиль потока атомарного водорода [11].



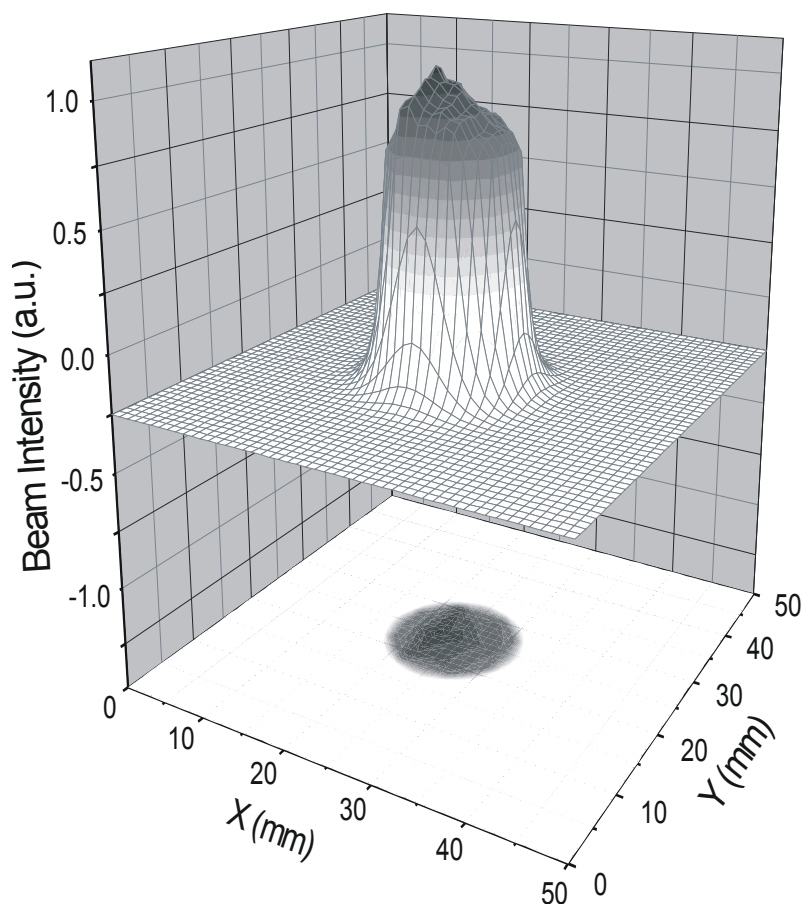


Рисунок 5. Профиль потока атомарного водорода во второй камере поляризованного источника. COSY, Юлих, Германия

## Заклучение

Двухкоординатный детектор потока атомарного водорода продемонстрировал надежную и устойчивую работу. Прежде всего, он удобен в качестве прибора, который, не разрушая пучка, в режиме реального времени контролирует интенсивность и геометрические размеры пучка. К настоящему времени отработана как методика производства самих детекторов, так и разработаны несколько вариантов электроники для считывания информации. В настоящий момент используются как модули, встраиваемые в персональный компьютер, так и модули КАМАК, микропроцессорные модули.

## Литература

- 
- [1] Diploma Thesis of M. Mikirtychiants. Measurements of degree of dissociation at the Polarized Atomic beam source for ANKE Spectrometer at the COSY-Jülich Accelerator. Jülich, 1999.
  - [2] Diploma Thesis of M.E. Nekipelov. Device for Absolute Atomic Beam Intensity Measurements at the ANKE Atomic Beam Source. Jülich, 1999.
  - [3] М.С. Микиртычянц, А.А. Васильев, В.П. Коптев, А.И. Ковалев, П.А.Кравцов, М.Е. Некипелов, Х. Зайферт, Б. Лорентц, Ф. Ратманн, Р.Энгельс, Измерения интенсивности пучка источника поляризованного атомарного водорода и дейтерия, препринт ПИЯФ-2481. Гатчина, 2002. 36 стр.
  - [4] A. Winkler Interaction of atomic hydrogen with metal surfaces. Appl. Phys. **A67**, 637-644, (1998).
  - [5] W. Haerberli, private information.
  - [6] A. Vassiliev, Two dimensional On-line Monitor of the Hydrogen (Deuterium) Flow. Preprint PNPI-2260. Gatchina, 1998. 29 p.
  - [7] Luma Metall AB, Box 701, S-391 27 Kalmar, Sweden, Schweden.
  - [8] A. Vassiliev, A. Egorov, V. Koptev, S. Kozlov, A. Kovalev, P. Kravtsov, M. Mikirtychiants, M. Nekipelov, F. Rathmann, H. Seyfarth, Two-dimensional multiwire monitor for the investigation of the atomic hydrogen beam, PNPI research report, 1998-1999. P. 223.

- 
- [9] А.А. Васильев, С.М. Козлов, В.А. Трофимов, Н.Н. Чернов, Монитор тепловых потоков, препринт ЛИЯФ-1622. Гатчина, 1990. 20 стр.
- [10] Л.В. Канторович, В.И. Крылов, Приближенные методы высшего анализа, М., 1949.
- [11] A. Vassiliev, V. Koptev, A. Kovalev, P. Kravtsov, M. Mikirtychians, M. Nekipelov, F. Rathmann, H. Seyfarth, Investigation of the Atomic Hydrogen Beam with a two dimensional Multiwire Monitor. Proc, International Workshop on "Polarized Sources and Targets", Erlangen 1999 (AIP Conf. Proc. 200, 1999).

Работа поступила в Издательство ПИЯФ РАН 1.08.2002 г.

Редактор *Г. Е. Солякин*

Отпечатано в типографии ПИЯФ РАН  
188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща  
Зак. 313, тир. 100, уч.-изд. л. 1,7; 12.08.2002 г.