

02;07;12

## Диагностика пучка ионов $H^-$ по световому излучению в канале транспортировки

© А.С. Артемов, Г.Ф. Астрахарчик, Ю.К. Байгачев, А.К. Геворков

Объединенный институт ядерных исследований,  
141980 Дубна, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 24 сентября 1997 г. В окончательной редакции 26 марта 1998 г.)

В проведенных экспериментах на примере пучка ионов  $H^-$  с энергией 2 MeV показана возможность его диагностики по световому излучению в канале транспортировки. При локальном напуске газа и пренебрежимых потерях пучка оперативно контролировались его пространственные характеристики, импульс тока во времени и фиксировалось попадание незначительной части ионов на стенку вакуумной камеры. Описан профилометр с регистрацией излучения от отдельных слоев просматриваемой области пространства.

### Введение

Для невозмущающей диагностики пучков заряженных частиц широко используются фотоны, рождающиеся на компонентах остаточного газа или зондирующей пучок корпускулярной мишени (см., например, [1–7]). Большой интерес к световому излучению в данном случае связан с возможностью получения информации о параметрах пучка на труднодоступных участках канала транспортировки и при наличии внешних электромагнитных полей. В основу используемых методов диагностики положено определение профилей пучка по пространственному распределению потока фотонов или интенсивности их излучения во времени. В частности, при регистрации этого распределения в нескольких секущих плоскостях, разнесенных на пролетной базе, могут быть восстановлены поперечный и продольный эмиттансы пучка [1–3,5]. Максимальная точность подобной диагностики достигается при регистрации излучения от тонких ( $\sim 5 \mu\text{m}$ ) нитей, пересекающих пучок с известной скоростью и практически не ухудшающих параметров пучка в процессе измерений [6]. В зависимости от энергии ионов для диагностики используется люминесцентное, переходное или черенковское излучение. При этом общее количество излучаемых фотонов значительно превосходит число других частиц, возникающих при взаимодействии ионов с нитью. Наибольшая эффективность измерений с использованием излучающих нитей или фольг достигается в пучках малой интенсивности. В то же время при переходе к сильноточным пучкам возникает проблема недопустимых потерь ионов, а также радиационного разогрева и разрушения подобных зондирующих мишеней. В этом случае особый интерес представляют менее точные методы, основанные на двумерной томографии пучков заряженных частиц по световому излучению компонент остаточного газа [1–3,5]. При этом двумерное распределение плотности тока ионов по сечению восстанавливается методом обратной задачи из нескольких (обычно 3, 4) одномерных распределений (профилей)

светового изображения пучка, измеренных с некоторым сдвигом по углу в секущей плоскости.

Одной из основных проблем, затрудняющих использование отмеченных методов диагностики применительно к пучкам ионов  $H^-$ , является отсутствие в литературе теоретической и экспериментальной информации о механизме излучения газовых мишеней при их взаимодействии с потоком таких слабосвязанных частиц, как отрицательные ионы. В то же время именно механизм возбуждения мишени определяет достоверность получаемой информации о параметрах пучка и необходимую для диагностики плотность газа. В частности, формирование светового изображения пучка может происходить как при прямом взаимодействии ионов с компонентами газа в вакуумной камере, так и при его возбуждении вторичными частицами, рождающимися в результате этого взаимодействия. Например, в случае формирования оптического изображения пучка электронами ионизации мишени, обладающими значительно большими сечениями возбуждения, характерны квадратичная зависимость потока фотонов от давления газа и искажение изображения пространственным зарядом ионов.

В данной работе на примере пучка ионов  $H^-$  с энергией 2 MeV экспериментально исследованы возможности его невозмущающей диагностики по световому излучению в канале транспортировки.

### Природа светового излучения газовых мишеней и контроль по нему параметров пучка ионов $H^-$

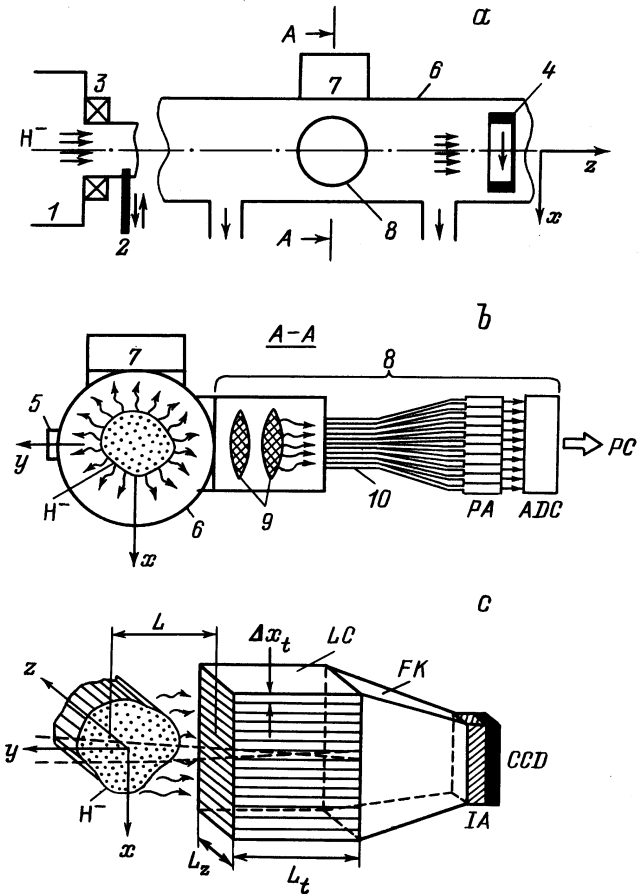
Во время экспериментов, проведенных в 1989 г. в Сухумском физико-техническом институте, на участке контроля осуществлялся локальный напуск рабочих газов  $N_2$ ,  $H_2$  или He до давлений  $\leq 10^{-3}$  Torr, при которых можно было пренебречь потерями ионов из-за их обдирки.

Молекулы  $N_2$  являются одной из основных компонент остаточного газа в ускорителях. Помимо этого,

излучение фотонов в области длин волн первой отрицательной ( $1^-$ ) системы полос  $N_2^+$  иона азота (переход  $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ,  $\lambda = 3580-5230 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 63 \text{ ns}$ ) наилучшим образом подходит для целей диагностики. Это обусловлено сравнительно большими сечениями излучения этих полос при взаимодействии  $N_2$  с высокоэнергетическими заряженными частицами, малым временем высвечивания, а также тем, что их спектральный диапазон попадает в область максимальной чувствительности большинства типов фотокатодов ( $\lambda_p \approx 3000-7500 \text{ \AA}$ ) и достаточно изолирован от медленных компонент ( $1^+$  и  $2^-$  — системы полос азота,  $\lambda = 5974-9183 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 14 \mu\text{s}$ ), имеющих сравнимые сечения излучения. Анализ фоновых условий  $1^-$  показывает, что в диапазон длин волн отмеченной  $1^-$  системы полос попадает также излучение молекул остаточного газа  $CO$  (переходы  $B^2\Sigma^+ \rightarrow A^2\Pi_i$ ,  $\tau_\gamma = 52 \text{ ns}$  и  $A^2\Pi_i \rightarrow X^2\Sigma^+$ ,  $\tau_\gamma = 4 \mu\text{s}$  иона  $CO^+$ ) и  $H_2O$  (переход  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$  радикала  $OH$ ,  $\tau_\gamma = 0.8 \mu\text{s}$ ), имеющих близкие с ней сечения возбуждения. Относительная интенсивность этого фона определяется парциальными давлениями  $CO$ ,  $H_2O$  и  $N_2$ .

Водород и гелий являются компонентами остаточного газа, а также представляют самостоятельный интерес для формирования сверхзвуковых струйных мишеней с высокой плотностью и хорошей пространственной локализацией. Для данных газов в указанную область длин волн  $\lambda_p$  попадают серия Бальмера ( $\lambda = 3880, 3970, 4100, 4340, 4861, 6563 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 5-160 \text{ ns}$ ) водорода, излучение молекулярной серии Фухлера и диссоциативного континуума  $H_2$  с временем жизни радиационных уровней  $\tau_\gamma = 3-4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ , а также интенсивные линии гелия ( $\lambda = 3965, 5016, 5876, 6678 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 10^{-8}-10^{-7} \text{ s}$ ).

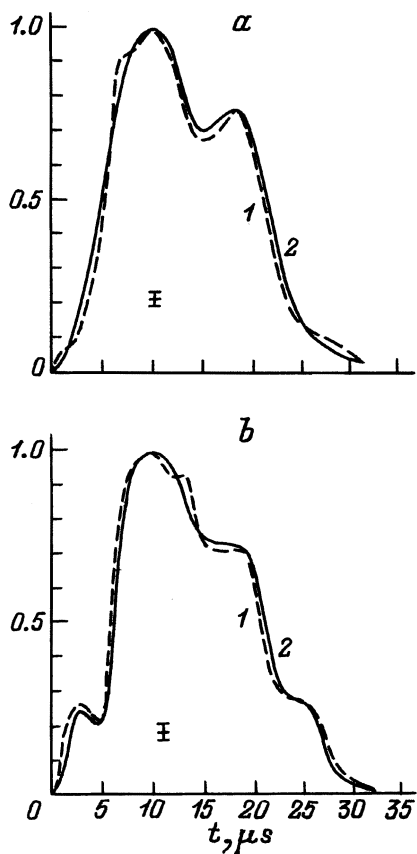
Схема экспериментов представлена на рис. 1, *a, b*. Пучок ионов  $H^-$  на выходе ускорителя с высокочастотной квадрупольной фокусировкой *1* напрямую или через выбранное формирующее отверстие *2* поступал в дрейфовую камеру для исследования. Ток пучка контролировался индукционным датчиком *3* и цилиндром Фарадея *4* с подавленной магнитным полем вторичной эмиссией. Величина тока составляла  $\leq 30 \text{ mA}$ . Напуск рабочего газа до необходимого на просматриваемом участке давления осуществлялся через натекаль *5* измерительного бокса *б* с дифференциальной откачкой по краям. Для обеспечения хорошей однородности плотности газа в просматриваемой области натекаль находился в стороне от нее и обеспечивал медленное изменение давления во времени. При этом средства дифференциальной откачки были удалены на расстояние, значительно большее характерных размеров области светосбора. Управление натекалем и устройством для смены и контролируемого перемещения формирующих отверстий осуществлялось дистанционно. Световое излучение регистрировалось двумя взаимозаменяемыми детекторами *7* и *8*, расположенными в горизонтальном *Y* и вертикальном *X* направлениях. Один из них (ФЭУ-110) служил для контроля потока фотонов во времени, а другой *8* измерял его пространственное распределение по сечению, например



**Рис. 1.** Схема экспериментов по использованию светового излучения в канале транспортировки для диагностики пучка ионов  $H^-$  (*a, b*) и общий вид профилометра с регистрацией фотонов (*c*).

вдоль *X*-координаты. При этом уменьшенное с помощью оптики *9* изображение светящейся области канала транспортировки проецировалось на торец многоканальной (по *X*-координате) световолоконной сборки *10*, каждый канал *N* которой заканчивался своим фотоэлектронным умножителем ФЭУ-128 с усилителем *PA*. В заданный момент времени информации о текущем давлении в боксе, а также усиленные токовые сигналы со всех ФЭУ и датчиков тока пучка ионов *3, 4* через аналого-цифровые преобразователи *ADC* поступали на обработку в электронно-вычислительную машину *PC*. Форма сигналов во времени оцифровывалась с дискретностью  $1 \mu\text{s}$ . Юстировка и калибровка детектора *8* осуществлялись с помощью светящейся нити, параллельной оси *Z* и перемещающейся по *X*- и *Y*-координатам. При этом измеренное в области центра канала транспортировки с  $\Delta Y = \pm 2 \text{ cm}$  пространственное разрешение составило  $\Delta X = 2-3 \text{ mm}$ .

В экспериментах получены линейные зависимости отношения токовых сигналов на выходе ФЭУ и коллектора ионов  $H^-$  от давления рабочего газа в камере взаимодействия во всем диапазоне его изменения

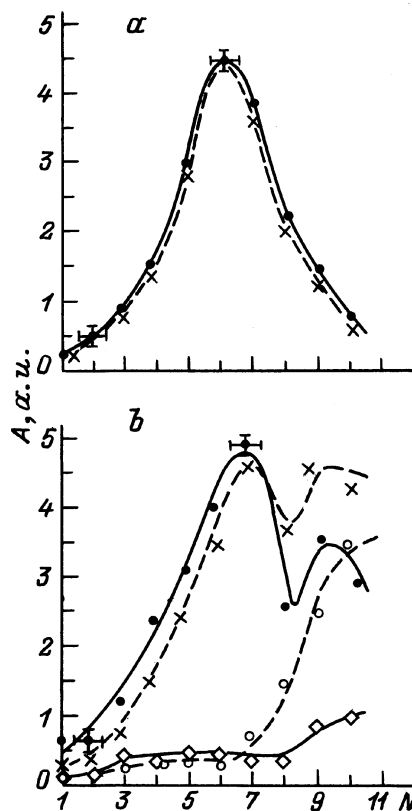


**Рис. 2.** Зависимость от времени нормированных по амплитуде сигналов тока пучка ионов  $H^-$  (1) и ФЭУ (2), регистрирующего световое излучение из канала транспортировки при давлении остаточного газа  $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Торр (а) и с газовой мишенью  $H_2$  при  $P_H = 2 \cdot 10^{-4}$  Торр (b).

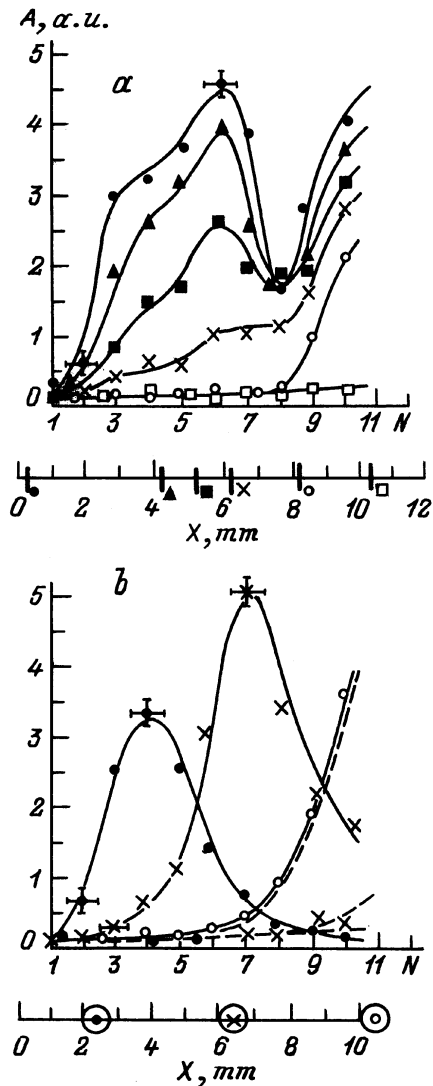
( $10^{-6}$ – $10^{-3}$  Торр). При этом форма сигналов с ФЭУ достаточно хорошо отражала поведение тока пучка во времени (рис. 2). Включение слабого поперечного магнитного поля ( $H \approx 100$  Ое) в направлении светосбора не влияло на область свечения рабочего газа в пучке при разных давлениях (см., например, рис. 3, а), но существенно перераспределяло интенсивность свечения по каналам световолоконной сборки при попадании незначительной части ионов на стенку вакуумной камеры (рис. 3, b). Как показали контрольные эксперименты с диафрагмированным пучком ионов, попадающим на стенку, пространственное распределение и интенсивность свечения не менялись во всем диапазоне изменения давления рабочих газов, зависели от материала стенки, а также от величины и знака приложенного магнитного поля. Вычитание фонового свечения (при фиксированном магнитном поле и давлении остаточного газа) из соответствующих распределений при напуске газа позволило четко выделить область свечения газа в пучке и получить аналогичные представленным на рис. 3, а зависимости. При этом характерный поперечный размер области свечения с учетом пространственного разре-

ния канала детектора  $\Delta X$  хорошо согласуется с результатом прямых измерений профиля пучка при использовании многослойных токоприемников. В связи с тем что прямых измерений распределения плотности газа в измерительном боксе не проводилось, такое согласие указывает на удачный выбор его конструкции и получение достаточно однородной мишени в просматриваемой области. Основываясь на приведенных экспериментальных результатах, можно сделать вывод, что оптическое изображение пучка ионов  $H^-$  на газовых мишенях  $H_2$ ,  $He$  и  $N_2$ , в рассмотренном диапазоне изменения давления формируется при прямом взаимодействии атомов или молекул мишени с ионами. Следовательно, на участке достаточно однородной плотности газа это изображение можно связывать с соответствующим пространственным распределением тока пучка.

Приведем некоторые характерные примеры отклика детектора  $\delta$  на изменение характеристик пучка. На рис. 4, а для рабочего газа  $N_2$  представлены распределения интенсивности свечения в камере при различной степени перекрытия пучка шторкой, перемещающейся по оси  $X$  на выходе ускорителя. При этом четко зафиксировано



**Рис. 3.** Распределение амплитуд сигналов ФЭУ по каналам регистрации излучения ( $N$ ) при прохождении пучка ионов  $H^-$  на участке дрейфовой камеры с остаточным ( $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Торр,  $\diamond$ ,  $\circ$ ) и рабочим газом ( $N_2$ ,  $P_N = 3 \cdot 10^{-4}$  Торр,  $\bullet$ ,  $\times$ ): а — без взаимодействия со стенкой, б — незначительная часть периферии пучка попадает на стенку;  $H = 0$  (сплошные кривые), 200 Ое (штриховые).



**Рис. 4.** Распределение светового излучения по каналам световолоконной сборки ( $N$ ) при различных положениях шторки ( $a$ ) и диафрагмирующего отверстия ( $b$ ) по оси  $X$  на выходе ускорителя:  $H = 0$ ;  $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Торр (штриховая кривая);  $P_N = 10^{-4}$  ( $a$ ),  $8 \cdot 10^{-4}$  Торр ( $b$ ) (сплошная кривая).

попадание пренебрежимо малой части ионов (незаметной для коллектора 4) на верхнюю стенку вакуумной камеры в просматриваемой области канала транспортировки. Включение слабого поперечного магнитного поля ( $H \approx 100$  Ое) с различной полярностью по оси  $Y$  на начальном участке дрейфа пучка полностью устраняло или усиливало отмеченный эффект без изменения регистрируемого тока ионов. Для имитации смещения их потока в поперечном направлении с помощью диафрагмирующего отверстия выделялись различные области пучка на выходе ускорителя. Соответствующие распределения светового излучения при давлении остаточного газа  $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Торр и с напуском азота до  $P_N = 8 \cdot 10^{-4}$  Торр представлены на рис. 4,  $b$ .

Аналогичные приведенным на рис. 2–4 результатам были получены для всех используемых в экспериментах рабочих газов. Отсутствие затягивания заднего фронта световыходов молекул  $N_2$  во времени, а также эксперименты с фильтром, отсекающим долгоживущие компоненты излучения  $1^+$  и  $2^-$  систем полос азота, указывают на малый вклад этих компонент в токовый сигнал используемого типа ФЭУ при энергии ионов  $E_i = 2$  MeV. Эти же эксперименты с фильтром позволяют сделать вывод о малом вкладе  $H_\alpha$ -излучения быстрых атомов водорода, рождающихся при обдирке малой части ионов  $H^-$  на газовой мишени. Таким образом, в проведенных экспериментах на примере достаточно простого устройства показано, что при локальном напуске газа и пренебрежимых потерях пучка получаемые токовые сигналы с ФЭУ и распределение их амплитуд по каналам световолоконной сборки адекватно отражают изменение тока пучка ионов  $H^-$  во времени, смещение пучка в поперечном направлении, перераспределение тока по его сечению, а также позволяют с высокой чувствительностью фиксировать попадание незначительной части ионов на стенку канала транспортировки. Продемонстрированные возможности указывают на целесообразность использования светового излучения для оперативного контроля потерь ионов и оптимального согласования отдельных участков ускорительного тракта с малой энергией пучка.

### Профилومتر пучка по световому излучению в канале транспортировки

Верхняя граница энергии ионов, диагностируемой по световому излучению пучка, определяется его током, плотностью используемой газовой мишени и чувствительностью детектирующей системы. При этом число фотонов, формирующих оптическое изображение пучка на поверхности детектора за время  $\Delta t$ , оценивается с помощью выражения

$$N_\gamma \approx 2 \cdot 10^{35} \cdot I_i \cdot \sigma_\gamma \cdot P_b \cdot \tau_i \cdot f_i \cdot \Delta t \cdot L_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot \eta_t / 4\pi, \quad (1)$$

где  $I_i$ ,  $\tau_i$ ,  $f_i$  — импульсный ток пучка (А), длительность (с) и частота (Hz) импульсов соответственно;  $\sigma_\gamma$  — сечение излучения фотонов в спектральном диапазоне детектирования ( $\text{см}^2$ );  $P_b$  — давление газа на участке измерений (Торр);  $L_\gamma$  — эффективная длина области взаимодействия, с которой собирается свет (см);  $\Omega_\gamma$  — средний телесный угол светосбора;  $\eta_t$  — коэффициент пропускания оптической системы.

Достаточно большая эффективность светосбора в сочетании с хорошим пространственным разрешением достигается в профилометре с регистрацией фотонов от отдельных слоев пучка (рис. 1,  $c$ ). Необходимая сепарация фотонов достигается с помощью многослойного коллиматора  $LC$ , набранного из тонких прозрачных пластин с шероховатыми поглощающими поверхностями раздела. Выделенный светофильтром и прошедший через коллиматор поток фотонов переносится фокусом  $FK$  на

усилитель изображения  $IA$  и регистрируется матрицей на ячейках с зарядовой связью  $CCD$ . Пространственное разрешение профилометра на расстоянии  $L$  от входного торца коллиматора оценивается величиной

$$\Delta X \approx \Delta X_t(1 + 2L \cdot n_t/L_t), \quad (2)$$

где  $\Delta X_t$ ,  $n_t$  и  $L_t$  — толщина пластины, ее показатель преломления и длина по оси  $Y$  соответственно.

Для ширины пластин по оси  $Z$ , равной  $L_z$ , получаем  $L_\gamma = L_z[1 + 2n_t \cdot L \sqrt{L_t^2 - L_z^2(n_t^2 - 1)}]$ . Средний телесный угол светосбора от просматриваемого слоя пучка в общем случае определяется весьма громоздким и непригодным для анализа выражением. В связи с этим для оценок можно использовать нижние границы величин  $L_\gamma$  и  $\Omega_\gamma$ , соответствующие  $n_t = 1$ ,

$$\begin{aligned} \Omega_{\gamma| \min} &= \Omega_\gamma(n_t = 1) \\ &= \frac{2\Delta X_t}{A_2(L + L_t)} \left[ A_1^{-1} - A_2^{-2}(A_1^{-1} - L_z/2(L + L_t)A_3) \right. \\ &\quad \left. - 4L(1 + L/L_t)L_z^{-1}A_2^{-2}(A_3^{-1} - A_1^{-1}L_t/L_z) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где  $A_1 = \sqrt{1 + (L_t/L_z)^2}$ ,  $A_2 = 1 + 2L/L_t$  и  $A_3 = \sqrt{1 + [L_z/2(L + L_t)]^2}$ .

Для  $L_z = 5$  см,  $L = L_t = 10$  см,  $n_t = 1.4$  и  $\Delta X = 1$  мм получаем  $\Delta X_t \approx 250$  мкм,  $L_{\gamma| \min} \approx 15$  см и  $\Omega_{\gamma| \min} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  ср. Современные детекторы позволяют с высокой точностью регистрировать одномерное пространственное распределение фотонов при минимальном их числе  $N_\gamma \approx 10^4$ . В этом случае потенциальные возможности данного профилометра для  $\eta_t = 0.8$ ,  $P_b = 5 \cdot 10^{-7}$  Торг и пучка ионов со средним током  $\bar{I}_i = 5 \cdot 10^{-4}$  А оцениваются соотношением (1) в виде  $\sigma_\gamma \cdot \Delta t \approx 10^{-18}$  см<sup>2</sup> · с. Будем полагать, что в спектральном диапазоне излучения 1<sup>-</sup> системы полос  $N_2^+$  иона азота для нерелятивистских ионов Н<sup>-</sup> с энергией  $E_i$  (keV) справедлива зависимость  $\sigma_\gamma \approx 6.4 \cdot 10^{-15} E_i^{-1} \ln(4.7 \cdot 10^{-2} E_i)$  (см<sup>2</sup>). Тогда невозможное измерение профиля пучка в течение одной секунды возможно вплоть до энергии  $E_i \approx 50$  MeV. Используемое выражение для  $\sigma_\gamma$  основано на усредненной зависимости для протонов с энергией  $E_i = 100$  keV–1 MeV, полученной по экспериментальным данным разных работ из [8], и переносе ее на более высокие энергии, а также на измеренном в работе [9] отношении сечений  $\sigma_\gamma(H^-)/\sigma_\gamma(H^+) \approx 3$  при  $E_i = 100$  keV–2 MeV. Приведенная оценка верхней границы по энергии ионов Н<sup>-</sup> в определенной степени является ориентировочной и меняется при использовании другой функциональной зависимости для  $\sigma_\gamma$  при  $E_i > 2$  Mev. Определенный произвол связан также с большим разбросом известных данных по сечениям для протонов, отличающихся примерно в 1.5 раза из-за разной калибровки используемых детекторов излучения. Помимо этого следует отметить отличающийся от используемого результат

$\sigma_\gamma(H^-)/\sigma_\gamma(H^+) = 1.30 \pm 0.26$ , полученный в работе [10] при  $E_i = 1$  MeV. На наш взгляд, данное отношение ненадежно, так как применяемая в работе [10] методика измерений приводит к зависимости этого отношения и сечений излучения фотонов от давления азота при его взаимодействии с ионами Н<sup>-</sup> и атомами Н<sup>0</sup>. При этом также получены сечения обдирки этих частиц, значительно отличающиеся от широко известных и используемых в литературе.

В заключение авторы выражают благодарность Л.В. Аринину, Ю.Л. Венгерову и Л.Л. Гольдинову за помощь в подготовке экспериментов, а также рецензенту за полезные замечания.

## Список литературы

- [1] *Fraser J.S.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1979. Vol. NS-26. N 1 P. 1641–1645.
- [2] *Fraser J.S.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. N 3. P. 2137–2141.
- [3] *Chamberlin D.D., Minerbo G.N.* et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. N 3. P. 2347–2349.
- [4] *Bosser J., Mann J.* et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 1985. Vol. 238. N 1. P. 45–52.
- [5] *Артемов В.И., Добромиров С.А.* и др. // ПТЭ. 1989. № 4. С. 42–44.
- [6] *Novikov V.P., Serga E.V., Kharlamov A.V.* // Proc. 2<sup>nd</sup> European Part. Accel. Conf. 1990. Vol. 1. P. 765–767.
- [7] *Гульбекян Г.Г., Мельников В.Н., Цыбин О.Ю.* Сообщение ОИЯИ. № P9–91–558. Дубна, 1991. 6 с.
- [8] *Thomas E.W.* Excitation in Heavy Particacle Collisions. New York: Wiley, 1972. 436 p.
- [9] *Артемов А.С., Аринин Л.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. Вып. 11. С. 533–535.
- [10] *Holland R.F., Cobb D.D.* et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. N 5. P. 2429–2436.