

Научно-исследовательское учреждение
Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН

Г. Е. Деревянкин, Г. И. Димов, В. М. Долгушин,
А. Н. Драничников, Г. С. Крайнов, А. С. Кривенко,
В. Е. Пальчиков, М. В. Петриченков, Е. И. Похлебенин,
Р. А. Салимов, Г. И. Сильвестров, С. Ю. Таскаев,
В. В. Широков

ПЕРЕЗАРЯДНАЯ МИШЕНЬ
40 мА 2 МэВ УСКОРИТЕЛЯ–ТАНДЕМА

ИЯФ 2001–23

Новосибирск
2001

Перезарядная мишень 40 мА 2 МэВ ускорителя–тандема

*Г. Е. Деревянкин, Г. И. Димов, В. М. Долгушин, А. Н. Драничников,
Г. С. Крайнов, А. С. Кривенко, В. Е. Пальчиков, М. В. Петриченко,
Е. И. Похлебенин, Р. А. Салимов, Г. И. Сильвестров, С. Ю. Таскаев,
В. В. Широков*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

В ИЯФ разрабатывается электростатический ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией на энергию ускоренных протонов до 2,5 МэВ с током до 40 мА. Одной из составных частей ускорителя является мишень, преобразующая отрицательные ионы водорода, ускоренные до половинной энергии, в протоны.

В работе проведен анализ применения различных мишеней. Рассмотрены режимы истечения газа из перезарядной трубки. Проанализированы возможности откачки газа. Рассмотрены эффекты взаимодействия ионного пучка с газом мишени. Проведен анализ тепловых режимов работы перезарядной трубки. Определена программа дальнейших экспериментов.

Charge exchange target for 40 mA 2 MeV tandem accelerator

*G. Derevyankin, G. Dimov, V. Dolgushin, A. Dranichnikov,
G. Krainov, A. Krivenko, V. Palchikov, M. Petrichenkov,
E. Pokhlebenin, R. Salimov, G. Silvestrov, S. Taskaev, V. Shirokov*

Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia

An electrostatic tandem accelerator with vacuum insulation with energy of protons up to 2.5 MeV and current up to 40 mA is under development at BINP. The charge exchange target is one of component parts of this accelerator. It converts negative hydrogen ions accelerated to half of total energy into protons.

An analysis of application of different targets has been made. The regimes of gas flow from the charge exchange tube are considered. The gas pumping out possibilities are analyzed. The effects of interaction of ion beam with gas target are considered. The program of further experiments is defined.

В настоящее время в рамках реализации проекта источника нейтронов для нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей [1] разрабатывается электростатический ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией на энергию ускоренных протонов до 2,5 МэВ с током до 40 мА (Рис. 1). Одной из частей ускорителя является мишень, преобразующая ускоренные до половинной энергии отрицательные ионы водорода в протоны. Мишень, выполненная в твердом, жидком или газообразном виде, должна удовлетворять следующим требованиям:

1. Обеспечить 98 – 99 %-ную перезарядку пучка отрицательных ионов водорода энергией от 0,96 до 1,25 МэВ в протоны.
2. Не привести к уширению энергетического спектра протонов более чем на 2 кэВ.
3. Ухудшение вакуума в ускоряющем промежутке не должно приводить ни к падению электрической прочности вакуумных зазоров, ни к изменению распределения потенциалов по электродам ускоряющего зазора дополнительным током на электроды. Считается [2], что давление 10^{-5} Торр обеспечивает высоковольтную прочность ускоряющих зазоров, а 10^{-4} Торр снижает надежность работы тандема из-за пробоев высоковольтных вакуумных зазоров.
4. Предварительные численные расчеты транспортировки холодного пучка отрицательных ионов водорода показывают, что использование магнитных или электростатических тормозящих линз перед входом в тандем позволяет в области перезарядной мишени на длине 400 мм проводить 25 мА пучок диаметром 6 мм. Поэтому апертура перезарядной мишени должна быть более 6 мм.

В данной работе проводится анализ различных мишеней для применения в ускорителе-тандеме. Рассматриваются режимы истечения газа из перезарядной трубки и оценивается распределения плотности газа в ускорительном тракте. Анализируется возможность откачки газа мишени внешним насосом и насосом, размещенным непосредственно внутри высоковольтного электрода. Рассматриваются эффекты взаимодействия ионного пучка с газом мишени. Проводится анализ тепловых режимов перезарядной трубки. Определена программа дальнейших экспериментов.

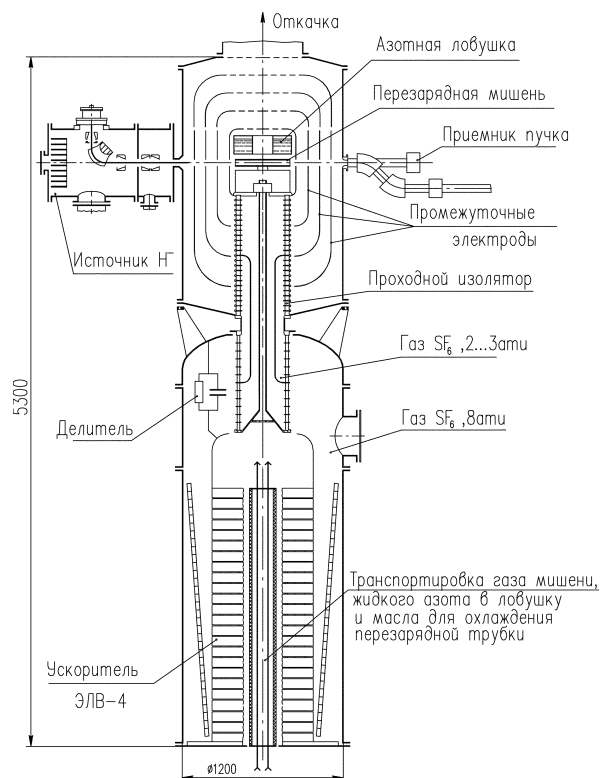


Рис. 1. Общий вид ускорителя-тандема.

Твердые мишени

В качестве перезарядных мишеней отрицательных ионов водорода энергией более 400 МэВ при токе порядка 0,1 мА применяется графитовая фольга толщиной от 0,1 до 1 мкм. При достигаемой температуре фольги 900 °К давление насыщенного пара очень низкое, менее 10^{-10} Торр [3], и время жизни составляет несколько недель [4]. При прохождении же 1 МэВ 40 мА пучка диаметром 10 мм через графитовую фольгу толщиной 1 мкм ионизационные потери энергии составят 40 кэВ [5], и фольга без принудительного охлаждения нагревается до температуры 3800 °К, при которой давление насыщенного пара возрастает до 10 Торр [3]. Большой энергетический разброс пучка ионов после перезарядки, ограниченный срок жизни фольги и высокое давление насыщенных паров графита при высокой температуре не позволяют применить графитовую фольгу в качестве перезарядной мишени.

Жидкометаллические мишени

В ИЯФ накоплен большой опыт работы с жидким литием [1, 7, 8]. Из условия допустимого нагрева до 320 °С, когда давление насыщенного пара достигает 10^5 Торр [3], скорость струи жидкого лития, используемой как мишень толщиной 1 мкм и шириной 10 мм, падающей перпендикулярно пучку ускоренных ионов, должна быть выше 100 м/с, что достижимо. Нагрев струи жидкого лития пучком приводит к изменению течения и существенному уменьшению плотности струи. Предполагается, что применимость струи в качестве перезарядной мишени будет рассмотрена после проведения запланированных экспериментов с жидколитиевой нейтронообразующей струей большей толщины и численных расчетов в рамках гидродинамического приближения.

Паровые мишени

Простота получения мишени на парах нагретого магния, низкое давление насыщенного пара (менее 10^{10} Торр при 20 °С [3]), конденсирующегося после выхода из перезарядной трубки на конструктивных элементах установки, отсутствие необходимости вакуумной откачки пара позволяют считать магниевые паровые мишени наиболее удачными для применения в низковольтных установках [6]. Однако в данном случае магний, попадающий в ускорительный тракт с темпом 40 г в месяц, оседает на поверхности электродов и снижает электрическую прочность вакуумных промежутков [2].

Пароструйные мишени

В качестве перезарядных мишеней с большим акцептансом возможно использование поперечных звуковых или сверхзвуковых парометаллических струй с циркуляцией [9, 10], когда конденсируемый в жидкость пар перекачивается к нагревателю на выходе из сопла. Вышедшие из перезарядной мишени пары ртути могут откачиваться криогенным насосом. Использование ртути требует обеспечения дополнительных мер безопасности, а использование лития предполагает проверку сохранения электрической прочности вакуумных промежутков.

Газовые мишени

Для перезарядки отрицательных ионов водорода с энергией 1 МэВ в протоны подходит практически любая газовая мишень, поскольку позволяет преобразовать почти 100% пучка в протоны [12, 9, 23]. Необходимые данные о сечениях и равновесном выходе протонов приведены в Табл. 1.

Таблица 1. Сечения, связанные с перезарядкой 1 МэВ отрицательного иона водорода на различных газах, и равновесный выход протонов $F_{+\infty}$ [12, 9 (курсивом), 23 (подчеркиванием)].

газ	$\sigma_{-0}, \text{см}^2$	$\sigma_{0+}, \text{см}^2$	$\sigma_{-+}, \text{см}^2$	$\sigma_{0-}, \text{см}^2$	$\sigma_{+0}, \text{см}^2$	$\sigma_{+-}, \text{см}^2$	$F_{+\infty}, \%$
H ₂	$7,2 \cdot 10^{-17}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$	$3,5 \cdot 10^{-18}$		$4,6 \cdot 10^{-22}$	$2,6 \cdot 10^{-28}$	99,9946
He	$4 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$1,3 \cdot 10^{-18}$		$3,6 \cdot 10^{-21}$		99,9640
N ₂	$3 \cdot 10^{-16}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$4,7 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^{-20}$	$6 \cdot 10^{-24}$	99,9925
O ₂	$3,6 \cdot 10^{-16}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$		$7,5 \cdot 10^{-20}$		99,9931
Ar	$4,2 \cdot 10^{-16}$ <u>$3,6 \cdot 10^{-16}$</u>	$1,6 \cdot 10^{-16}$ <u>$1,3 \cdot 10^{-16}$</u>	$2,2 \cdot 10^{-17}$	$6 \cdot 10^{-21}$	$8 \cdot 10^{-20}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$	99,9880
Mg	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$1,3 \cdot 10^{-16}$	$8,4 \cdot 10^{-17}$				
CO ₂	$5,2 \cdot 10^{-16}$ <u>$3,7 \cdot 10^{-16}$</u>	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$2,0 \cdot 10^{-17}$		$9 \cdot 10^{-20}$		
Kr	<u>$3,6 \cdot 10^{-16}$</u>	<u>$1,5 \cdot 10^{-16}$</u>	<u>$2,5 \cdot 10^{-17}$</u>				
Xe	<u>$4,4 \cdot 10^{-16}$</u>	<u>$1,8 \cdot 10^{-16}$</u>	<u>$3,8 \cdot 10^{-17}$</u>				
SF ₄	<u>$1,5 \cdot 10^{-15}$</u>	<u>$6,3 \cdot 10^{-16}$</u>	<u>$9,4 \cdot 10^{-17}$</u>				
CCl ₂ F ₂		<u>$5,2 \cdot 10^{-16}$</u>					

Газы, приведенные в последних двух строчках Табл. 1, требуют комментария. Дело в том, что геометрически все двухатомные и большинство трехатомных молекул линейны. Поэтому быстрая налетающая частица эффективно взаимодействует лишь с одним из атомов, поскольку вероятность ориентации молекулы в направлении движения быстрой частицы весьма мала. Вероятность взаимодействия с несколькими атомами при столкновении быстрой частицы с многоатомной объемно-структурированной молекулой, такой как CCl₂F₂ или SF₄, уже слабо зависит от ориентации молекулы. Поэтому немногочисленные экспериментальные данные [23] указывают на значительное превышение их сечений перезарядки над сечениями двух- трехатомных молекул. Мы полагаем, что сечения перезарядки на других компактных объемно-структурированных молекулах, галогенидах TaBr₅, SF₅, SF₆, содержащих более 5 атомов галогена, будут на 20 – 40 % больше, чем для SF₄. Помимо большого сечения перезарядки, такие молекулы привлекательны еще и тем, что в них атомы, способные выделяться в твердой фазе, хорошо "упрятаны" в глубине молекулы. Так как продукты диссоциации основной молекулы, атомы галогена и галогениды более низкого порядка в основном летучи, выделение твердого осадка будет минимальным. Вместе с тем, экзотичность применения такой мишени не позволяет остановить выбор на ее использовании без проведения предварительных экспериментов.

Конструктивно мишень изготавливается в виде цилиндрической трубки с напуском газа в середине. При прохождении пучка через мишень изменяется зарядовый состав пучка. Характерная зависимость от толщины мишени зарядового состава пучка приведена на Рис. 2, а выхода протонов — в Табл. 2.

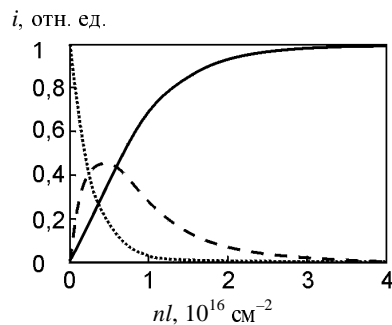


Рис. 2. Зависимость зарядового состава пучка от толщины азотной мишени: отрицательные ионы водорода (пунктирная линия), атомы водорода (штриховая), протоны (сплошная линия).

Таблица 2. Толщина мишени (10^{16} см^{-2}) из разных газов для обеспечения требуемого выхода протонов.

выход протонов, %	90	95	99	99,9
N ₂	1,8	2,2	3,3	4,7
Ar	1,7	2,1	3,1	4,5
CO ₂	1,9	2,4	3,5	5
SF ₄	0,4	0,54	0,8	1,1

Аргоновая газовая мишень

Рассмотрим аргоновую газовую перезарядную мишень. Ее выбор обусловлен тем, что аргон — инертный газ и, что наиболее важно, перезарядка не сопровождается диссоциацией аргона, приводящей к нежелательному нагреву и получению нежелательных продуктов диссоциации.

Для перезарядки 99 % пучка требуется линейная толщина аргоновой мишени $nL = 3,1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Эта толщина соответствует среднему давлению $p = \langle nL \rangle kT/L$, практическое выражение для которого при комнатной температуре оказывается достаточно простым: $\langle P \rangle [\text{Торр}] = 0,94 L^{-1} [\text{см}]$. Так, для перезарядной трубки длиной $L = 40 \text{ см}$ среднее давление $\langle P \rangle = 2,3 \times 10^{-2} \text{ Торр}$. В рассматриваемом диапазоне длин перезарядной трубки 20 – 40 см длина свободного пробега $\lambda > L/375$ превышает 0,5 мм. Считается [14, 15], что при длине свободного пробега молекул $\lambda < 0,01 D$, где D — диаметр трубки, реализуется вязкостный режим течения, при $\lambda > 0,33 D$ — молекулярный, когда молекулы движутся сами по себе, не замечая друг друга, наталкиваясь на стенки трубопровода и отражаясь от них, и при $0,01 D < \lambda < 0,33 D$ имеет место промежуточный режим течения. В данном случае получается, что для трубки длиной 40 см диаметром 10 мм длина свободного пробега $\lambda \geq 0,1 D$, и в центре трубки реализуется промежуточный режим течения, в то время как на выходе — молекулярный.

Оценим расход газа при молекулярном течении. Проводимость трубки определяется как U_m [л/с] $\sim 10 \alpha D^3 L^{-1}$ [15], где размеры — в сантиметрах, а α — коэффициент Клаузинга, который учитывает уменьшение проводимости из-за наличия потока перед входом в трубку и после выхода из трубки, зависит от отношения L/D и в данном случае равен 0,91. Однако из-за напуска газа непосредственно в трубку α следует брать больше, и для оценки сверху будем считать $\alpha = 1$. Поскольку газ напускается в середину трубки и вытекает через оба отверстия, то расход газа определяется как $Q = 2 P_0 U$, где проводимость U определяется на длине в 2 раза меньшей длины перезарядной трубки, а P_0 — давление в центре, которое в 2 раза больше среднего $\langle P \rangle$, поскольку вдоль трубки давление распределено линейно [16]. Тогда получаем расход $Q = 46$ мТорр л/с. Проведенный численный расчет методом пробных частиц без учета их столкновения друг с другом дает расход газа в 1,6 раза меньший.

Учтем влияние реализации промежуточного режима течения. Проводимость в промежуточном режиме U_{mv} выразим через проводимость в молекулярном режиме U в следующей форме, удобной для сравнения [17]:

$$U_{mv} = U \left(0,074 \frac{D}{\lambda} + \zeta \right) = U \left(14 \frac{D}{L} + \zeta \right),$$

где ζ является слабозависящей функцией давления, температуры, вязкости газа и диаметра трубы и изменяется от $\zeta = 1$ для молекулярного режима течения до $\zeta = 0,81$ для вязкостного. В рассматриваемом случае $\lambda = 2,1$ мм и $U_{mv} \approx 1,2 U_m$. Т.о., расход газа увеличивается на 20 % и составляет величину $Q = 55$ мТорр л/с, что соответствует потоку частиц $1,8 \times 10^{18} \text{ с}^{-1}$.

Расход газа может быть уменьшен в 1,6 раза, если допустить 95 %-ную перезарядку пучка, причем уменьшение происходит как за счет снижения давления, так и за счет приближения режима течения к молекулярному. Еще в 2 раза расход может быть уменьшен, как было показано ранее [1], за счет специальной формы внутренней поверхности перезарядной трубки. Видно, что можно рассчитывать на режим работы с потоком газа из перезарядной трубки порядка 20 мТорр л/с. Величина этого потока газа уже сравнивается с величиной газоотделения с поверхностей электродов.

Подводя итог, запишем выражение для расхода любого газа в нашем диапазоне параметров и обратим внимание на зависимость расхода газа от длины и диаметра перезарядной трубки:

$$Q = 3 \times 10^{-18} nL \frac{D^3}{L^2} \frac{T^{1,5}}{\sqrt{M}} \left(4,8 \times 10^{-16} nL \frac{D}{L} + \zeta \right),$$

где расход Q выражен в л Торр/с, все размеры берутся в сантиметрах, температура T в градусах Кельвина, M — молекулярная масса. Для уменьшения расхода газа следует стремиться уменьшить диаметр и увеличить длину трубки, т.е. реализовать молекулярный режим истечения. Реализация режима течения близкого к вязкостному нежелательна и в силу следующего эффекта. Перезарядка пучка приводит к значительному нагреву газа. И если в бестолковительном случае нагрев отдельных

молекул легко снимается охлаждением перезарядной трубки, поскольку нагретая молекула быстро попадает на стенку перезарядной трубки и передает ей значительную часть энергии, то в вязкостном, столкновительном, режиме, как хорошо известно [18, 19], нагрев дозвуковой струи приводит к ее ускорению и к уменьшению плотности, что потребует еще большего расхода газа.

Определим давление внутри центрального электрода ускорителя с 7 промежуточными электродами (см. Рис. 1) при высокой скорости откачки насосов, установленных снаружи. Отверстие диаметром 20 см в высоковольтном электроде обеспечивает проводимость 3000 л/с и может быть увеличено увеличением диаметра. Отверстия в других 7 электродах, выполненных в виде крышечек диаметром не менее 50 см, приподнятыми на 4 см, обеспечивают проводимость 6000 л/с. Если же отверстия в электродах на диаметре 50 см выполнить в виде жалюзи или секторов, то проводимость возрастет до 12000 л/с. Видно, что проводимость через последовательно установленные электроды с отверстиями может быть обеспечена на уровне 1500 л/с. Следовательно, давление внутри высоковольтного электрода при потоке 55 мТорр л/с может быть $3,5 \times 10^{-5}$ Торр, что допустимо.

Т. о., если удастся проводить пучок диаметром менее 10 мм на длине более 400 мм, то использование аргоновой газовой мишени допустимо и привлекательно простотой реализации.

Криогенная откачка газа перезарядной мишени

При необходимости использования перезарядной трубки диаметром более 10 мм и/или длиной менее 400 мм внешняя откачка газа не сможет обеспечить требуемые вакуумные условия. Поэтому необходима установка насоса непосредственно внутри центрального высоковольтного электрода. Одним из вариантов насоса является криогенный. Прямая криогенная откачка достаточно проста, но только некоторые газы, такие как CO_2 , NH_3 , Cl_2 , конденсируются на поверхности при температуре жидкого азота с низким давлением насыщенного пара (Рис. 3). Также требуется, чтобы газ не конденсировался на высоковольтных электродах, и ни молекулы газа, ни их фрагменты не были агрессивны по отношению к материалу электродов и не приводили к снижению электрической прочности вакуумных промежутков.

В этом случае возможно применение перезарядной трубки диаметром 12 мм длиной 250 мм, например, с газом CO_2 . Хотя расход газа увеличивается до 330 мТорр л/с, но развитая нижняя часть азотной ловушки (Рис. 1) площадью $0,5 \text{ м}^2$ с температурой $77 \text{ }^\circ\text{K}$ позволяет обеспечить скорость откачки углекислого газа 30000 л/с [24] (при температуре конденсируемого газа $293 \text{ }^\circ\text{K}$ коэффициент прилипания равен 0,63) и удовлетворить вакуумным требованиям.

Основной вклад в расход жидкого азота вносят теплопритоки на азотную ловушку за счет излучения и теплопроводности по тепловым мостам. Так, в планируемых экспериментах теплоприток излучением высоковольтного электрода комнатной температуры площадью $S = 10^4 \text{ см}^2$ при отсутствии тепловых экранов

составляет $Q = \sigma \epsilon S (T^4 - T_a^4) = 46 \text{ Вт}$ (здесь $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{К}^4$; приведенная степень черноты $\epsilon = 0,1$ [24]). Через 3 трубчатые опоры крепления длиной 190 мм, диаметром 18 мм с толщиной стенок 1 мм и заливочные и выхлопные гофрированные шланги из нержавеющей стали к ловушке поступает 3 Вт по теплопроводности. Теплоприток за счет конденсации газа равен 0,05 Вт при давлении 10^{-6} Торр. Т.о., полный приток тепла на ловушку составляет 50 Вт и может быть уменьшен установкой тепловых экранов. Но даже при 50 Вт теплопритока расход жидкого азота составит 1,1 л/ч, и однократной заливки азотом ловушки с рабочим объемом 15 л хватит на 14 часов непрерывной работы.

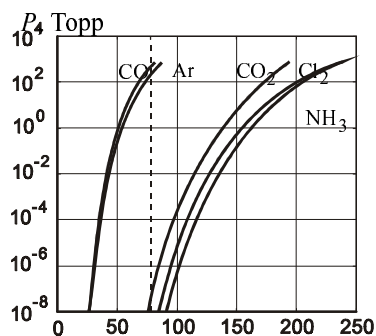


Рис. 3.
Зависимость давления насыщенного пара от температуры для Ar, CO₂, CO, NH₃ и Cl₂.

Как видно из Рис. 3, давление насыщенного пара CO₂ достигает 10^5 Торр при поверхностной температуре криоосадка 90 °К. Легко оценить, что такая температура при 50 Вт теплопритока для криоосадка с коэффициентом теплопроводности $\lambda = 2 \times 10^{-3} \text{ Вт см}^{-1} \text{ град}^{-1}$ устанавливается при толщине криоосадка 2,6 см, что соответствует $2,6 \times 10^7$ монослоев. Поскольку 1 см^2 криогенной поверхности конденсирует 10^{14} молекул газа [24], сорбционная емкость ловушки составляет $1,3 \times 10^{25}$ молекул. Как показало описываемое ниже моделирование газовых потоков, газ по поверхности азотной ловушки сорбируется достаточно равномерно, и такой сорбционной емкости ловушки хватает на сотни часов непрерывной работы.

Моделирование поведения газа перезарядной мишени

Течение газа из перезарядной трубки моделировалось методом пробных частиц с количеством частиц до 10^4 . Первоначальное направление движения каждой частицы и направление отражения от поверхности задавалось случайным образом с вероятностью пропорциональной косинусу угла к нормали к поверхности. Столкновения между частицами не учитывались.

На Рис. 4 приведены три угловых распределения потока частиц. Индикатрисы потока построены в координатах $N'(\theta)/N, \theta$; где $N'(\theta) = \Delta N (2\pi \sin\theta \Delta\theta)^{-1}$ – поток молекул в единичном телесном угле в направлении θ по отношению к оси трубки; N

– полный поток молекул, вылетающий из конца трубки. Распределение *a* на Рис. 4 показывает результаты расчета, соответствующие бесстолкновительному случаю. Однако, поскольку в трубке длина свободного пробега много меньше длины трубки, такое приближение неприменимо, и результаты расчета способны служить разве что оценкой сверху на поток газа вперед, вдоль оси пучка. Большой поток газа вперед получается потому, что в этом направлении летят частицы из всей трубки, в том числе из области большой плотности в ее центре. Столкновения в трубке изменяют распределение, во всяком случае уменьшают поток газа вперед. И распределение *b* на Рис. 4 соответствует расчету при длине трубки порядка длины свободного пробега. Причем, для учета влияния столкновений между частицами источник представлял собой круг – сечение разреза трубки на расстоянии 2 см от торца. Предельное распределение *c* на Рис. 4 соответствует вязкостному режиму течения газа вдоль всей трубки, когда распределение вылетающих молекул в единичный телесный угол пропорционально косинусу угла между осью трубки и направлением вылета молекул.

На Рис. 5 представлены графики зависимости давления в отверстии высоковольтного электрода и относительная доля расходуемого газа, попадающая непосредственно из перезарядной трубки в отверстие диаметром 2 см, от расстояния между концом трубки и отверстием.

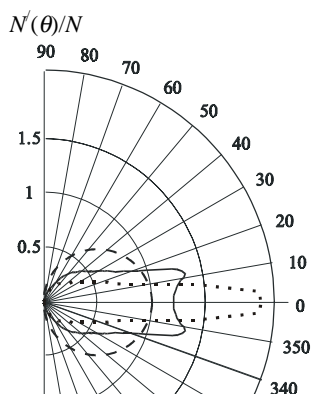


Рис. 4. Угловое распределение потока частиц, вылетающих из перезарядной трубки. *a* (пунктирная линия) – расчет при длине трубки 25 см, *b* (сплошная линия) – расчет при длине трубки 2 см, *c* (штриховая линия) – вязкостное течение газа в трубке.

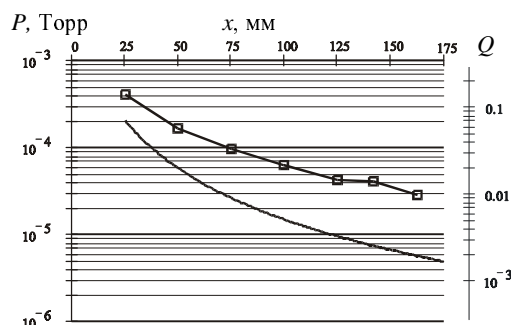


Рис. 5. Давление в отверстии высоковольтного электрода *P* и доля газа *Q*, непосредственно попадающая в отверстие электрода диаметром 2 см, на расстоянии *x* от конца перезарядной трубки длиной 25 см диаметром 1 см при потоке 0,3 Торр л/с:

— расчет бесстолкновительного течения, сплошная линия — столкновительное течение, т.е. косинусоидальное распределение вылетающих частиц.

Моделирование движения частиц внутри высоковольтного электрода без учета столкновений между молекулами корректно, т.к. давление газа мало. Расчет показал, что для уменьшения потока газа в ускоряющий промежуток наиболее эффективным является расположение двух диафрагм на расстоянии порядка диаметра отверстия в электроде $D_{отв}$ (Рис. 6). Диаметры отверстий в диафрагмах равны диаметру перезарядной трубки и меньше $D_{отв}$. Установка диафрагм позволяет значительно уменьшить поток газа в межэлектродное пространство от многократно отраженных частиц и довести его до 20 % от прямого потока из перезарядной трубки. Для исключения прямой видимости со стороны пучка на холодную поверхность азотной ловушки устанавливаются экраны в виде половины цилиндра и конуса. Сорбируемый азотной ловушкой газ распределяется достаточно равномерно по ее поверхности.

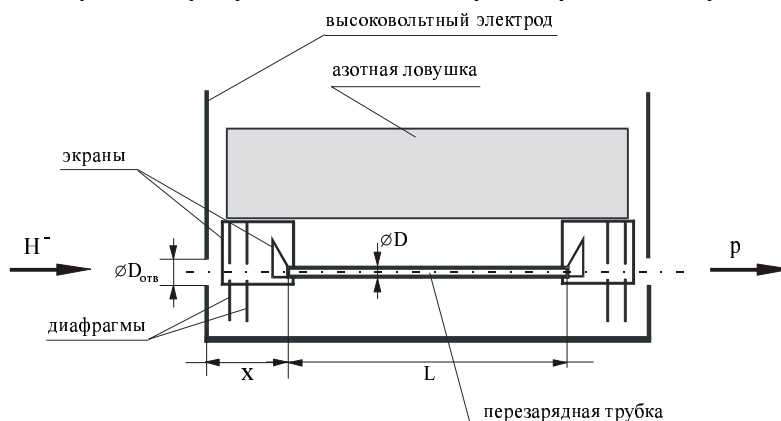


Рис. 6.

Сопутствующие эффекты взаимодействия ионного пучка с молекулами газа перезарядной мишени

Рассмотрение эффектов взаимодействия ионного пучка с молекулами мишени проведем на примере хорошо изученных процессов перезарядки на молекулах азота.

Потери энергии в перезарядной мишени

Ионизационные потери энергии 1 МэВ иона при перезарядке на молекулах азота, составляющие 275 эВ [1], приводят к 11 Вт потерь 40 мА пучка. При молекулярном режиме течения газа выделившаяся энергия переносится молекулами или атомами, непосредственно участвовавшими в акте перезарядки, на перезарядную трубку, при вязкостном — в результате теплопроводности. Перезарядка отрицательного иона водорода в протон сопровождается появлением 2 электронов со скоростями, равными скорости быстрого иона. Эта рассеянная в мишени мощность 500 эВ электронов составляет 40 Вт и передается на стенку перезарядной трубки по каналу электронной теплопроводности. Мощность нагрева перезарядной трубки в результате резерфордовского рассеяния составляет величину порядка десятка ватт.

Т. о., суммарная мощность потерь энергии в перезарядной мишени имеет величину 60 Вт и в основном переносится на стенку перезарядной трубки.

Потери в канале ускорения

Аналогичные процессы перезарядки быстрого иона, сопровождаемые появлением атомов, протонов, электронов и потерями энергии, имеются и в ускорительном тракте. Хотя плотность остаточного газа много меньше плотности газа в перезарядной мишени, потоки ускоренных электрическим полем образующихся электронов, ионов вместе с потоком быстрых атомов водорода бомбардируют электроды и приводят к дополнительному току на электроды.

В Табл. 3 представлены величины получаемых токов и мощностей. Сечения процессов для азота в зависимости от энергии взяты из работы [12]. При определении тока положительных ионов, образующихся при ионизации истекающего газа мишени, принималось во внимание провисание потенциала через отверстие в высоковольтном электроде.

Таблица 3. Величины вторичных токов электронов I_e , положительных ионов I_p , атомов I_0 и соответствующие им мощности при ускорении пучка в 40 мА при давлении газа 10^{-6} Торр. Длина каждого ускорительного тракта принималась равной 370 мм.

I_e , мкА	I_p , мкА	I_0 , мкА	ΔW_e , Вт	ΔW_p , Вт	ΔW_0 , Вт
Тракт ускорения отрицательных ионов водорода					
32	14	28	30	30	8
Тракт ускорения протонов					
6	6	0	2,5	3	0

При давлении в ускоряющем промежутке 10^6 Торр дополнительные токи на промежуточные электроды не превышают 10 мкА и не приводят к существенному изменению распределения потенциалов по электродам. При худшем вакууме определение токов на электрод требует более детального изучения, хотя очевидно, что 'паразитные' электроны и атомы передают свою энергию преимущественно высоковольтному электроду, а 'паразитные' положительные ионы — земляному электроду.

Вследствие возможного провисания потенциала в пучке в ускорительном тракте и перекомпенсации пространственного заряда пучка в перезарядной мишени [26] образующиеся в промежутке между перезарядной трубкой и отверстием высоковольтного электрода положительные ионы остаточного газа будут эффективно дрейфовать к ускоряющему зазору и затем ускоряться. Для подавления этого нежелательного эффекта (киловаттные мощности при полном ускорении всех ионов) следует внутри высоковольтного электрода эти образующиеся вторичные заряженные частицы, обладающие малой энергией, отклонить от оси основного пучка.

Диссоциация молекул газа мишени ионным пучком

Достоверных данных по сечениям диссоциации мало. Известно [12, 27], что сечения диссоциации примерно соответствуют сечениям ионизации, поэтому полагаем $\sigma_d = 1,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ [29]. Диссоциацию производят как 1 МэВ-ный ион, так и образующиеся 500 эВ электроны. В качестве оценки сверху можно считать ток электронов в 2 раза большим тока пучка I и получить величину потока продуктов диссоциации, равную $I_d = 3 I n l \sigma_d \sim 15 I = 0,6 \text{ экв. А}$, которая сравнима с потоком газа из перезарядной трубки. Поскольку энергия диссоциированных атомов азота порядка нескольких электронвольт [28], то для обеспечения необходимой толщины перезарядной мишени требуется расход молекулярного газа существенно больший оцененного выше по проводимости. Для некоторых газов, таких как углекислый, поток продуктов диссоциации, составляющий величину порядка 150 мТорр л/с, уже не откачивается крионасосами. Этот эффект влияет на выбор "криогенного" газа.

Тепловые процессы

Экспериментальная проверка как рассмотренных эффектов, так и закладываемых в конструкцию 2,5 МэВ ускорителя-тандема решений, будет проведена на малогабаритном прототипе ускорителя, разработанном и изготовленном ранее [1]. Мишень и криогенный насос прототипа показаны на Рис. 7.

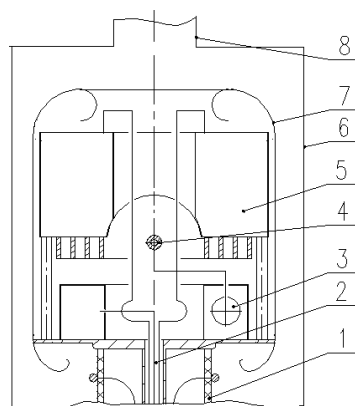


Рис. 7.

Прототип ускорителя-тандема.

1 – проходной металлокерамический изолятор,

2 – стяжка-труба,

3 – газовый объем с накателем,

4 – перезарядная трубка,

5 – азотная ловушка,

6 – "земляной" электрод,

7 – высоковольтный электрод,

8 – горловина насоса.

Газ перезарядной мишени конденсируется на поверхности азотной ловушки, охлажденной до температуры 77 °К. Перезарядная трубка и газовый объем с накателем находятся в непосредственной близости от азотной ловушки. Тепловые режимы перезарядной трубки и газового объема с накателем в экспериментах с импульсным пучком Н⁺ на прототипе существенно отличаются от режимов со стационарным на 2,5 МэВ ускорителе-тандеме. В экспериментах на прототипе поступление тепла на трубку при прохождении импульсного пучка минимально, поэтому недопустимо понижение температуры трубки и корпуса объема до температуры конденсации газа мишени. При работе со стационарным пучком ионов

выделение энергии из-за токоосаждения хвостов пучка на стенке трубки при понятном стремлении к уменьшению диаметра трубки может существенно превысить рассчитанные выше значения выделяемой мощности. В этом случае необходимо оценить максимальную мощность, снимаемую с перезарядной трубки для ее охлаждения.

Оценка температуры перезарядной трубки и корпуса газового объема

Для работы перезарядной мишени необходимо, чтобы температура перезарядной трубки, газового объема с натекателем и газоподводящих трубок не опускалась ниже температуры конденсации, которая, например, для CO_2 составляет 195 °K.

Перезарядная трубка крепится на корпусе газового объема, температура которого определяется тепловыми потоками излучения между корпусом и азотной ловушкой, потоками между “земляным” электродом и корпусом через тепловой экран, которым является высоковольтный электрод, и тепловым потоком из внешней среды по керамическому изолятору.

Эффективная площадь верхней части корпуса газового объема, отдающая тепло излучением азотной ловушке, примерно равна 1000 см², эффективная площадь азотной ловушки, принимающая лучевой поток от корпуса – 1600 см², площадь поверхности корпуса, нагреваемого излучением через тепловой экран – 2300 см², площадь поверхности “земляного” электрода тандема, участвующая в лучевом теплообмене с корпусом газового объема, – 10000 см². При теплопроводности керамики изолятора $\lambda = 0,04 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ и коэффициенте черноты поверхности нержавеющей стали 0,1 температура корпуса газового объема составит 260 °K. Учет охлаждения высоковольтного электрода излучением с его поверхности на поверхность азотной ловушки понижает значение температуры корпуса до 250 °K при отсутствии лучевого теплопритока из внешней среды через высоковольтный электрод.

Перезарядная трубка, закрепленная на корпусе газового объема, имеет более низкую температуру, определяемую теплоизлучением части ее поверхности на азотную ловушку и теплопроводностью (через узел ее крепления [14, 33] и газоподводящую трубку) на газовый объем. Верхняя половина поверхности трубки обращена к торцевой поверхности азотной ловушки, имеющей температуру 77 °K. Ребра, увеличивающие площадь откачивающей поверхности азотной ловушки, практически перекрывают лучевой теплообмен между трубкой и высоковольтным электродом. Пренебрегая малым теплообменом с “земляным” электродом через тепловой экран (высоковольтный электрод), получаем температуру трубки не менее 240 °K.

Описанная конструкция мишенного узла обеспечивает работу тандема в экспериментах с импульсным источником Н⁻ без замерзания газа мишени в перезарядной трубке и в газовом объеме.

Принудительное охлаждение перезарядной трубки

В качестве теплоносителя для принудительного охлаждения перезарядной трубки в стационарном режиме рассмотрим трансформаторное масло, обладающее достаточно высокой электрической прочностью. Ввод масла в область центрального высоковольтного электрода осуществляется по полиэтиленовым трубкам, имеющим ограниченную механическую прочность при температуре выше 60 °С. При расходе теплоносителя $R = 1$ л/мин и температурном перепаде масла $\Delta T_m = T_{m\text{ вых}} - T_{m\text{ вх}} = 40$ °С между выходом $T_{m\text{ вых}} = 60$ °С и входом $T_{m\text{ вх}} = 20$ °С теплосъем: $P = c \rho R \Delta T_m \cong 1$ кВт, где плотность масла $\rho = 870$ кг/м³, а теплоемкость $c = 1750$ Дж кг⁻¹ К⁻¹. Для теплосъема мощности в 5 кВт необходимо обеспечить расход масла $R \cong 5$ л/мин.

Для увеличения теплосъема наружный диаметр перезарядной трубки длиной 250 мм, изготовленной из меди, увеличивается до 16,5 мм. За исключением середины, вся перезарядная трубка обматывается медной трубкой охлаждения с хорошим тепловым контактом между ними. Наружный диаметр трубки 6 мм, внутренний 5 мм. При скорости масла 4 м/с коэффициент теплоотдачи $\alpha = 2000$ Вт м⁻² К⁻¹ [32] и средний температурный перепад между стенкой перезарядной трубки и маслом составит 36 °С [30, 31]. Температура стенки перезарядной трубки будет равна 80 °С, что позволит работать с маслом без его очистки от воды. Перепад давления на подводящей полиэтиленовой трубке длиной 4 м диаметром 1 см составляет 0,1 атм., что много меньше перепада давления в 3 атм. на охлаждающей трубке при скорости течения масла 4 м/с. Известно, что перепад давления в 3 атм. не приводит к разрушению полиэтиленовой трубки, по которой поступает теплоноситель.

Таким образом обеспечивается отвод до 5 кВт мощности из высоковольтного электрода. Дальнейшее увеличение теплосъема требует увеличения скорости масла в системе, что влечет за собой почти квадратичный по скорости рост давления.

Аргоновая газовая мишень с рециркуляцией

Еще один вариант перезарядной газовой мишени связан с установкой турбомолекулярного насоса непосредственно внутри высоковольтного электрода. Промышленно выпускаемые насосы со скоростью откачки ~ 500 л/с имеют размеры порядка 15 см и потребляют мощность менее 1 кВт, поэтому их использование не представляет больших проблем. Для уменьшения потока газа мишени в ускоряющий промежуток осуществляется дифференциальная откачка путем установки вакуумного сопротивления перед отверстием высоковольтного электрода. Если это сопротивление выполнить в виде трубки, продолжающей перезарядную, но отстоящую от последней на расстоянии трех диаметров, то ее проводимость будет на порядок меньше проводимости разрыва. Это позволит большую часть газа скачивать насосом и с выхода насоса направлять обратно в перезарядную мишень, т.е. осуществить рециркуляцию. В случае использования высокопроизводительного насоса более эффективным вакуумным сопротивлением является набор диафрагм. Применение турбомолекулярного насоса позволяет в случае необходимости увеличить диаметр перезарядной мишени.

Заключение

Определено, что для разрабатываемого электростатического ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией на энергию ускоренных протонов до 2,5 МэВ с током до 40 мА наиболее предпочтительной к преобразованию ускоренных до половинной энергии отрицательных ионов водорода в протоны является газовая перезарядная мишень. Из многообразия газовых перезарядных мишеней определены следующие три варианта для дальнейшей проработки и реализации:

1. Аргоновая газовая мишень с внешней откачкой. Эта мишень привлекательна отсутствием эффектов диссоциации, но требует обеспечить проводку пучка диаметром менее 10 мм на длине более 400 мм.

2. Аргоновая газовая мишень с откачкой турбомолекулярным насосом в непосредственной близости и с рециркуляцией. Позволяет ослабить требование на проводку пучка и улучшить газовые условия.

3. Мишень с криогенной откачкой азотной ловушкой в непосредственной близости. Также позволяет ослабить требование на проводку пучка, но ее использование сопровождается многими эффектами, требующими экспериментальной проверки.

Окончательный выбор перезарядной мишени планируется осуществить после проведения подготовленных экспериментов на прототипе ускорителя-тандема.

Литература

1. В. Baynov et al. Accelerator based neutron source for the neutron capture and fast neutron therapy at hospital. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **413/2 3** (1998) 397 426.
2. И. Н. Сливков. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
3. Таблицы физических величин. Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1972.
4. L. Picardi et al. Preliminary design of a technologically advanced and compact synchrotron for therapy. RT/INN/94/20.
5. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. Ядерная физика. М.: Атомиздат, 1972.
6. N. Dikansky et al. Influence of the sign of an ion charge on friction force at electron cooling. European particle accelerator conference, 1988, Rome, V1, p. 529 531.
7. V. Belov et al. Neutron producing target for neutron capture therapy. Proc. of 9th Intern. Symposium on Neutron Capture Therapy for Cancer, October 2 6, 2000, Osaka, Japan, p. 253 254.
8. G. Silvestrov. Lithium lenses for muon colliders. Proc. of 9th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop, 1995, Montauk NY, USA.
9. Б. А. Дьячков и др. Литиевый нейтрализатор ионов. ПТЭ **2** (1974) 35.
10. Б. А. Дьячков и др. Перезарядная натриевая мишень с большой апертурой. ПТЭ **5** (1978) 37.

11. Г. И. Сканави. Физика диэлектриков (область сильных полей). М. Издательство физико-математической литературы, 1958.
12. C. Barnet et al. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge National Laboratory, ORNL 5206, 1977.
13. В. И. Радченко, Г. Д. Ведьманов. Рассеяние ионов и атомов водорода в газах. ЖЭТФ **107** (1995) 3.
14. Б. З. Персов. Основы проектирования экспериментальных физических установок. Новосиб. ун-т. Новосибирск, 1993.
15. Вакуумная техника. Справочник. Под ред. Е. С. Фролова и В. Е. Минайчева. М.: Машиностроение, 1992
16. М. Девисн. Течения и теплообмен разреженных газов. М., 1962.
17. С. Д. Дэшман. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964.
18. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
19. А. А. Кабанцев, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев. Уменьшение плотности мишенной плазмы при инжекции в пробкотрон атомарных пучков. Физика плазмы **21** (1995) 775.
20. S. Hojvat et al. IEEE Trans. On Nucl. Sci., №5-26, № 3/2 (1979) 4009.
21. H. Tawara and A. Russek. Rev. Modern. Phys. **45** (1973) 178.
22. Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, М.: 1964.
23. Г. И. Димов, В. Г. Дудников. ЖТФ **36** (1966) 1239.
24. В. Е. Минайчев. Вакуумные крионасосы. М.: Энергия, 1976.
25. Г. Л. Саксаганский. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппаратостроении. М.: Атомиздат, 1976.
26. М. Д. Габович и др. ЖТФ **47** (1977).
27. Б. Н. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.
28. М. Д. Габович. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
29. Л. Словецкий. В сб. Химия плазмы, вып. 1, Атомиздат, 1974.
30. А. Т. Туник. Охлаждение РЭА жидкими диэлектриками. М.: Сов. Радио, 1973.
31. В. С. Жуковский. Основы теории теплопередачи. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1960.
32. С. Краснощеков, А. Сукомел. Задачник по теплопередаче. М.: Энергия, 1975.
33. Ю. Шлыков, Е. Ганин. Контактный теплообмен. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.