

## ПРОБЛЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Г.И. Сильвестров  
Институт ядерной физики СО АН СССР  
Новосибирск, 630090

В оптике пучков вторичных частиц выделяются три области, где получение пучков с максимальной интенсивностью является наиболее актуальным и требует создания специальных фокусирующих систем с предельно большими магнитными полями. К первой из них относятся системы электрон-позитронной конверсии, где в последнее время возникла задача получения коэффициентов конверсии, больших единицы, как, например, в проектах позитронных источников SLC<sup>1</sup> и ВЛЭПП<sup>2</sup>, причем в последнем требуется еще и высокая степень поляризации ( $P \gtrsim 0.6$ ) электронного и позитронного пучков. Второй круг проблем связан с эффективным получением антипротонов в мишенных станциях антипротонных накопителей, где необходимо достигать максимальной яркости источников, обеспечивая высокую фазовую плотность антипротонов в пределах ограниченного акцептанса накопителя. И наконец, применение наиболее сложной и громоздкой фокусирующей техники требуется при организации нейтринных экспериментов, чтобы с максимальной эффективностью обеспечить формирование пучков нейтринных «родителей»  $\pi$  и  $K$ -мезонов в широком энергетическом интервале.

Поскольку во всех этих случаях определяющим фактором является интенсивность первичного пучка, фокусировка его на мишень в малый размер неизбежно приводит к напряженным тепловым режимам ее работы, так что оптимизация условий получения вторичных пучков оканчивается неразрывно связанной с тепловыми проблемами мишеней, требующими развития специальных методов для их решения.

В докладе рассматривается ряд вариантов решения этих проблем с применением литиевых линз и использованием жидких металлов как в фокусирующих элементах, так и в мишенных устройствах.

### Системы электрон-позитронной конверсии

В традиционной схеме интенсивные позитронные пучки получают путем конверсии электронов высоких энергий в позитроны низкой энергии, соответствующей максимуму их полного выхода из мишени, с последующим доускорением их в линейном ускорителе с сопровождающим магнитным полем. Основной проблемой при этом является эффективная четвертьволновая трансформация эмиттанса позитронного пучка, т. е. преобразование его фазового эллипса от положения с малым координатным и большим угловым размерами к положению с малым угловым разбросом для согласования с параксиальной фокусирующей системой, сопровождающей начальный этап ускорения. В этом случае система начальной фокусировки пучка у мишени должна удовлетворять двум условиям—собирать позитроны в максимальном угле порядка  $\pm 0.6$  рад, соответствующем среднеквадратичному углу выхода из мишени при низких энергиях, и производить трансформацию эмиттанса пучка на минимальных расстояниях от

мишени во избежание увеличения продольного размера сгустка, обусловленного большой угловой расходимостью пучка, для успешного доускорения его в коротковолновых секциях линейного ускорителя с максимальным темпом набора энергии. Эти условия могут быть выполнены только в системах с сильным магнитным полем. Например, в проекте позитронного источника SLC применяется соленоид с продольным полем, равным на мишени 6 Т и квадратично спадающим вдоль оси на расстоянии 10 см, что при энергии первичного пучка 33 ГэВ обеспечивает коэффициент собирания позитронов  $\sim 2$  в пределах акцептанса демпфирующего кольца.

Для решения этой задачи в конверсионной системе проекта ВЛЭПП предполагается применить более эффективное фокусирующее устройство с поперечным осью аксиально-симметричным магнитным полем—короткую литиевую линзу длиной  $\sim 1$  см с градиентом  $dH/dr = 200$  кЭ/см, расположенную непосредственно на выходе конверсионной мишени. В этом проекте генерация поляризованных позитронов и электронов со степенью поляризации  $\sim 0.65$  и коэффициентом конверсии, большим единицы, будет осуществляться путем сброса на мишень поляризованных  $\gamma$ -квантов, рождающихся в длинном  $\sim 150$  м спиральном ондуляторе, через который пропускается первичный пучок электронов (позитронов) с энергией 150—200 ГэВ, после чего он отклоняется с оси системы. Спектр позитронов после мишени имеет максимум в области 20 МэВ, и соответствующий этой энергии угол многократного рассеяния в веществе линзы  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  рад не приводит к существенному увеличению эмиттанса пучка.

Анализ<sup>3</sup> абберационных свойств и эффектов рассеяния показывает, что подобные литиевые линзы могут успешно применяться для трансформации эмиттансов пучков непосредственно у мишени в диапазоне энергий 10—20 МэВ, соответствующих высокой фазовой плотности позитронов, при углах собирания до 0.6 рад, недостижимых в системах с продольным полем.

Для расширения возможности применения подобных систем в позитронных источниках линейных ускорителей, работающих с частотами повторения в сотни герц, мы решили проблему отвода мощности, выделяемой в линзе, путем использования в качестве проводника тока жидкого лития, прокачиваемого через систему. С целью отработки технологических вопросов и развития конструкций с использованием жидкого лития в системах, работающих в реальных условиях ускорительного комплекса, была поставлена работа по созданию конверсионной системы для позитронного источника Харьковского линейного ускорителя ЛУЭ-2, работающего с первичным пучком электронов с энергией 250 МэВ на частоте 100 Гц. В данном случае применена линза конусной формы<sup>3</sup>, что при сохранении оптических характеристик приводит к уменьшению амплитуды тока и средней выделяемой мощности примерно в 1.5 раза (рис. 1).

При параметрах электронного пучка ЛУЭ-2 (интенсивности в начальной части  $\sim 10^{13}$  частиц в секунду) импульсный нагрев мишени невелик, и для отвода средней мощности  $\sim 0.5$  кВт мы применили способ охлаждения путем омывания ее жидким литием при размещении непосредственно во внутреннем объеме

выделения практически линейно растет с продольной координатой в мишени. Численное моделирование показывает, что при выбранных параметрах — энергии первичного пучка 150 ГэВ, ондуляторе длиной 150 м с  $\lambda=0.7$  см и коэффициенте ондуляторности  $P_{\perp}^2=0.1$  — плотность вторичных частиц на выходе вольфрамо-

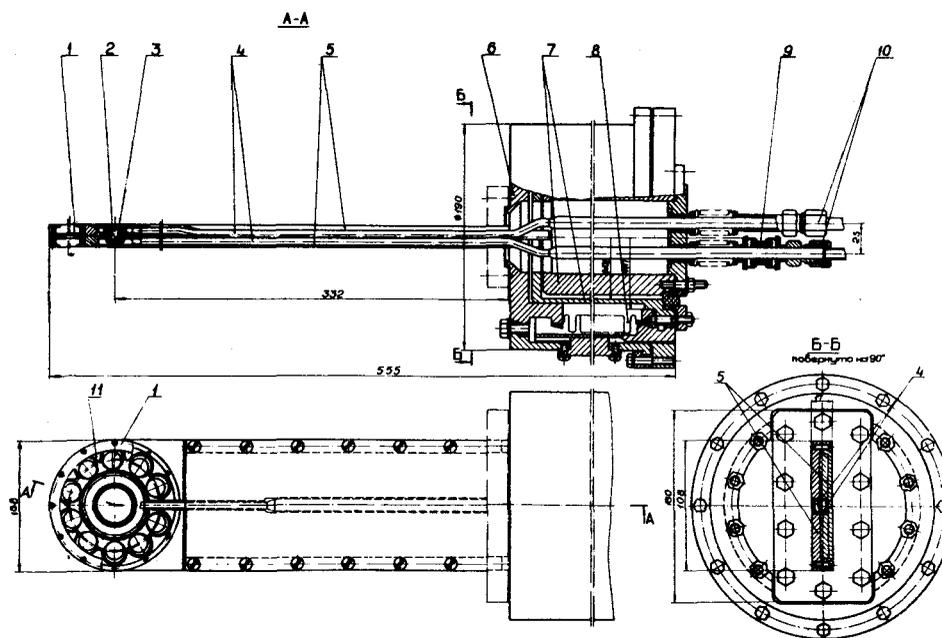


Рис. 1. Линза с жидким литием:

- 1—кулачки контактных прижимов, 2—конусная линза, 3—вольфрамовая мишень, 4—титановые трубки подвода лития, 5—плоские токоподводы, 6—вакуумная камера, 7—коаксиальная часть токоподводов, 8—сифонная развязка, 9—керамические изоляторы, 10—конусные уплотнения, 11—обойма эксцентричных прижимов.

линзы. Поток лития симметрично подходит к рабочей части линзы из развитых тороидальных объемов на ее торцах, к которым он подводится по двум длинным трубкам. Последние подключены за пределами вакуумной камеры к электромагнитному насосу и образуют замкнутый контур, по которому циркулирует жидкий литий. Подвод тока к линзе осуществляется плоским трехшинным токоподводом, переходящим в коаксиальные цилиндры в месте ввода в вакуумную камеру, где имеется сифонная развязка, позволяющая дистанционно перемещать линзу в поперечном направлении. Внешняя, невакуумная часть литиевого контура, включающая насос, размещена на подвижной платформе, соединенной с токоподводами и движущейся вместе с ними при перемещении линзы. Линза запитывается импульсами тока длительностью 50 мкс и амплитудой до 60 кА от согласующего трансформатора, размещенного на той же платформе. Начальный разогрев литиевого контура осуществляется специальной системой подогрева. После плавления лития во всей системе начинается его циркуляция, и при частоте 100 Гц и номинальном токе выделяемая в рабочем объеме линзы мощность, составляющая  $\sim 1$  кВт, равномерно распределяется по всей системе, в которой устанавливается равновесная температура  $\sim 230^\circ$  С.

Вся конструкция выполнена радиационно стойкой, с применением только керамических изоляторов и изолирующих оксидированных покрытий.

В конверсионной системе ВЛЭПП тепловой режим мишени определяется спецификой генерации пар чистым пучком  $\gamma$ -квантов, при которой плотность энерго-

вой мишени оптимальной толщины 0.5 рад. ед. во всем спектре составляет  $\sim 5$  пар в круге радиусом 0.5 мм на одну частицу первичного пучка. При  $10^{12}$  частиц за импульс в первичном пучке и частоте 10 Гц полная мощность, выделяемая в мишени, составит всего 50 Вт, в то время как плотность энерговыделения на выходе и нагрев достигают  $q=400$  Дж/г и  $T\sim 3000^\circ$ С за импульс, что превышает величину, допустимую для многократной работы мишени. Проведенный анализ<sup>4</sup> гидродинамического поведения мишени показывает, что несмотря на очень большую величину возникающего в этом режиме вблизи выходной поверхности отрицательного давления  $(-P)_{\max} \sim \sim 100$  кбар, время его существования  $\tau \lesssim 10^{-7}$  с оказывается очень малым по сравнению со временем релаксации пластического напряжения, что позволяет предполагать возможность сохранения мишени при однократном сбросе пучка, но, естественно, требует экспериментальной проверки. При этом первым шагом решения проблемы является исключение возможности многократного попадания пучка в одно место путем движения мишени, выполнив ее, например, в виде вращающегося диска. Подобный вариант вращающейся мишени с интенсивным водяным охлаждением разработан для позитронного источника SLC, в котором, таким образом, решается проблема отвода большой ( $\sim 5$  кВт) средней мощности при прямой конверсии путем сброса на мишень электронного пучка.

Мы приняли другое конструктивное решение, взяв за основу охлаждение мишени жидким металлом, в качестве которого используется галлий-индиевый

сплав, причем прокачиваемый металл играет роль не только теплоносителя, но и приводит во вращение мишень, выполненную в виде свободно вращающегося диска диаметром  $\sim 50$  мм (рис. 2). Мишенная камера закрепляется непосредственно на входном торце линзы так, что выход мишени оказывается на расстоянии 1–2 мм от ее края, помещается в общую с линзой вакуумную камеру и длинной транспортной трубкой сое-

ворота  $\alpha_c = \frac{300}{p} \int_0^l H(l) dl$ . При условии собирания сред-  
неквадратичного угла  $\alpha_c = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  максимальный интег-  
рал поля на краю апертуры должен быть  
 $H_{\max} l = \frac{p_{\perp}}{300} = 1.7 \cdot 10^6$  Э·см независимо от полной энер-  
гии антипротонов. Поскольку акцептанс накопителя  $\epsilon_n$ ,

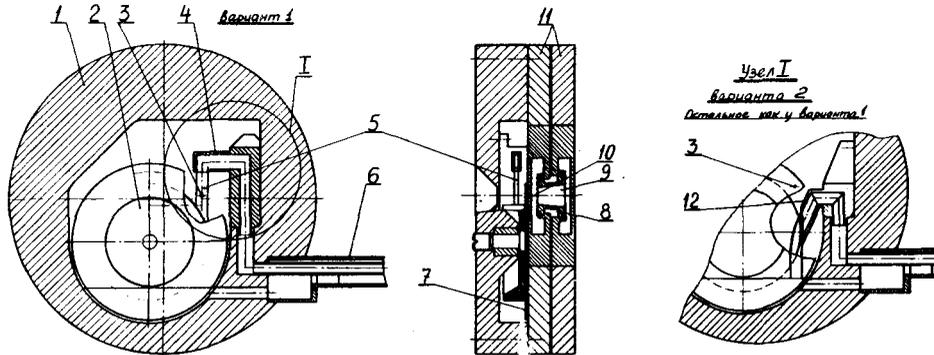


Рис. 2. Мишень конверсионной системы ВЛЭПП. Вариант 1—ртутная струя. Вариант 2—вольфрамовый диск.  
1—корпус, 2—диск, 3—ось пучка, 4—сливное сопло, 5—ртутная струйная мишень, 6—подводящие трубки, 7—охранный титановый диск, 8—корпус литевой линзы, 9—рабочий объем лития, 10—входной торец линзы, 11—токоподводы, 12—сливное сопло галлиевой струи.

диняется с небольшим насосом, находящимся за пределами вакуумной системы. Если выходная поверхность будет разрушаться при длительной работе или от одного импульса (что неизбежно будет иметь место при повышении энергии первичного пучка), предполагается перейти в рамках той же конструкции к варианту жидкометаллической струйной мишени, используя для этой цели ртуть (рис. 2). В данном случае основную опасность представляют формируемые при сбросе пучка на свободной выходной поверхности ртути выбросы материала мишени, бомбардирующие входную стенку линзы, ограничивающую объем с жидким литием. Для ее предохранения между струей и торцом линзы размещается охранный титановый диск толщиной  $\sim 0.3$  мм, приводимый во вращение самой струей ртути.

#### Получение интенсивных пучков антипротонов

Основными проблемами эффективного получения антипротонов для инжекции в накопителя является оптимальная фокусировка на мишень первичного пучка и светосильное собирание антипротонов с мишени в пределах углов, близких к углам рождения. Наиболее эффективными оптическими системами для такой фокусировки являются цилиндрические литиевые линзы, технология изготовления которых была разработана в ИЯФ в конце 70-х годов. В настоящее время эта технология успешно освоена в ускорительных центрах FNAL (США) и CERN, где созданы подобные линзы для применения в антипротонных мишенных станциях комплексов Tevatron I и AA-ACOL.

Главной характеристикой линз, определяющей возможность собирания частиц в пределах среднеекватрального угла рождения  $\langle \theta^2 \rangle = \frac{\langle p_{\perp}^2 \rangle}{p^2} \cong \frac{2m_p m_n c^2}{p^2}$ , т. е. с поперечным импульсом, равным для антипротонов  $p_{\perp} \lesssim 0.5$  ГэВ/с, является интеграл поля по траектории крайней частицы, задающий максимальный угол ее по-

как правило, несколько меньше среднеекватрального эмиттанса антипротонного пучка  $\epsilon_n < \epsilon_p = \frac{z \langle \theta^2 \rangle}{2\sqrt{3}}$  ( $z$ —длина мишени), а оптимальный угол<sup>7</sup> собирания в акцептанс  $\epsilon_n$  равен  $\alpha_c = 1.65 \left( \frac{\epsilon_n \langle \theta^2 \rangle}{\lambda_l} \right)^{1/4} \ll \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  ( $\lambda_l$ —длина ядерного поглощения вещества мишени), то характерными параметрами линзы будут  $H_{\max} \cong 100$  кЭ при  $l \cong 15$  см  $\ll \lambda_l$  для любой энергии антипротонов. Например, линза с такими параметрами и апертурой  $R = 1$  см при мишени из вольфрама для проекта FNAL при  $p_p = 8.9$  ГэВ/с и  $\epsilon_n = 20$  л·мм·мрад должна иметь оптимальный угол собирания  $\alpha_c = 0.046$  рад ( $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.057$ ) и фокусное расстояние  $F = R/\alpha_c = 22$  см, а такая же линза для проекта CERN при  $p_p = 3.5$  ГэВ/с и  $\epsilon_n = 200$  л·мм·мрад должна иметь  $\alpha_c = 0.134$  ( $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.145$ ) и  $F = 7.5$  см, т. е. в этом случае источник (выход мишени) должен быть расположен практически у входного торца линзы либо линза должна иметь большую апертуру при том же поле на поверхности.

Основные технические проблемы создания надежно работающих конструкций линз большого диаметра с полями  $\sim 100$  кЭ состоят в удержании давления от теплового расширения лития, приводящего к большим механическим напряжениям в окружающей его тонкостенной оболочке, и обеспечении интенсивного отвода выделяемой в литии мощности. В конструктивном выполнении таких линз определилось два направления. Линзы, созданные в ИЯФ и развиваемые в настоящее время во FNAL, представляют собой упругие системы (рис. 3а), в которых литий в рабочей части ограничен тонкостенным цилиндром из титана с свободной наружной поверхностью, омываемой водой. При увеличении объема лития в процессе импульсного нагрева расширение оболочки и сжимаемость лития в ненагрываемых частях его объема приводят к уменьшению давления в системе, и напряжение<sup>5</sup>, возникающее в стенках оболочки, выражается как

$$\sigma = \frac{\alpha T}{\chi_L \frac{\Delta}{R} \left(1 + \frac{V_0}{V_n}\right) + \frac{2}{E_{Ti}}}$$

Здесь  $\alpha$ —коэффициент объемного расширения лития,  $\chi$ —его сжимаемость;  $\Delta$ —толщина стенки и  $R$ —радиус цилиндра;  $E_{Ti}$ —модуль упругости титана;  $V_n$ —нагреваемый рабочий объем лития,  $V_0$ —ненагреваемая часть объема лития в области токоподводов, воспринимающая давление из рабочей части линзы.

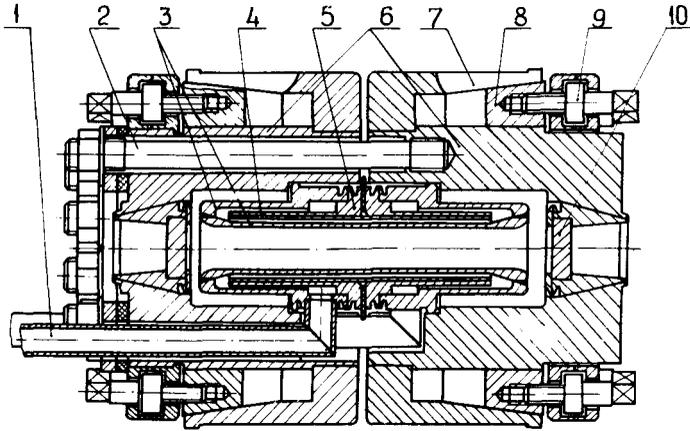


Рис. 3а. Линза с упругой стенкой:

1—подвод воды, 2—стяжные болты, 3—титановый корпус линзы, 4—разделительные трубки водяной системы, 5—фланцы разделительных трубок, 6—стальной корпус линзы, 7—цанговые контакты, 8—конусные прижимы, 9—болты, 10—бериллиевые окна.

В линзе, созданной в CERN (рис. 3б), оболочка литиевого стержня, выполненная из нержавеющей стали с модулем упругости в 2 раза большим, чем у титана, опирается на большое количество керамических шаров. Объем же лития в области токоподводов сведен к минимуму, так что линза представляет собой жесткую конструкцию, рассчитанную на восприятие давления, близкого к максимальной величине  $P = \alpha T / \chi$ , что при  $T = 60^\circ$  составляет  $P = 1200$  атм.

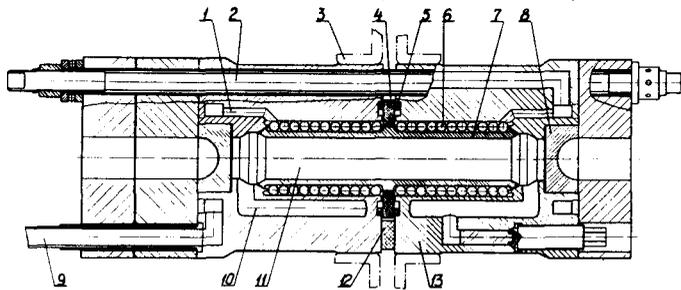


Рис. 3б. Линза CERN:

1—подвод воды, 2—стяжные болты, 3—токоподводы, 4—уплотняемый изолятор, 5—уплотнения, 6—керамические шары, 7—корпус линзы, 8—титановые окна, 9—трубки подвода воды, 10—каналы охлаждения, 11—рабочий объем лития, 12—изолятор.

При обеспечении соответствующей прочности такая линза будет работать надежно, однако при разработке линз большего диаметра (4–6 см) развитие упругих конструкций перспективнее. Кардинальным решением на этом пути является переход к конструкциям с жидким литием, обладающим в несколько раз большим коэффициентом сжимаемости. А при создании

системы с прокачкой жидкого лития одновременно решается и проблема отвода тепла, которая в больших линзах с энерговыделением 50–100 кДж, растущим как  $R^4$ , практически не может быть решена путем теплоотвода через боковую поверхность с водяным охлаждением.

Первые эксперименты с моделями жидко-литиевых линз большого диаметра (2–3 см) были проведены нами в 1984 году и показали, что основными проблемами, определяющими работоспособность системы, являются возникающие в ней гидравлические удары при импульсном нагреве, требующие соответствующего упрочнения элементов прокачки жидкого лития: насоса, теплообменника и транспортных трубок. На рис. 3с приведена конструкция рабочего варианта линзы диаметром 4 см, испытания которой начаты в настоящее время. В этой конструкции предусмотрены исследова-

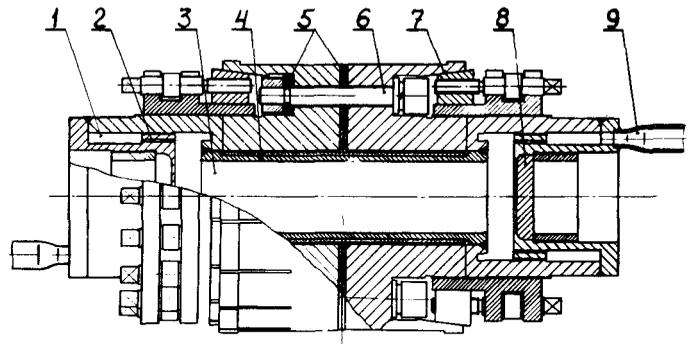


Рис. 3с. Линза с жидким литием:

1—буферные объемы, 2—подводящие каналы, 3—рабочий объем лития, 4—тонкостенная оболочка рабочего объема лития, 5—изоляторы из оксидированного титана, 6—стяжные болты, 7—цанговые контакты, 8—бериллиевые окна, 9—трубки подвода жидкого лития.

ния работы системы с запорными клапанами, расположенными на входах в буферные объемы (1), которые соединены с рабочим объемом линзы распределительными каналами (2), что должно уменьшить передачу импульсного давления в систему прокачки лития. Линза запитывается через согласующий тороидальный трансформатор с радиационно стойкими изоляторами из керамики и рассчитана на работу с импульсами тока длительностью  $\sim 3$  мс и амплитудой до 1 МА. Она соединена с насосом, который предполагается расположить за радиационной защитой, длинными транспортными трубками  $\sim 4$  м. Подробно методы исследования напряжений, возникающих в линзе, аппаратура и технология работы с жидким литием описаны в работах<sup>5,6</sup>.

Оптимизация фокусировки протонного пучка на мишень состоит в получении размера  $r_p$ , меньшего эффективного размера антипротонного источника, определяемого длиной мишени  $z$  и углами рождения как  $\sqrt{\langle r_p^2 \rangle} = \frac{z \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}}{2\sqrt{3}}$ . При захвате пучка в акцептанс  $\epsilon_n$ , меньший эффективного эмиттанса антипротонов, условием малости<sup>7</sup> протонного пучка будет  $r_p^2 \ll \frac{8}{3} \frac{\epsilon_n^2}{\langle \theta^2 \rangle}$ .

С увеличением энергии антипротонов необходимый размер протонного пучка уменьшается до долей миллиметра, и, например, при параметрах Tevatron 1 с

$\rho_p = 8.9$  ГэВ/с и  $\epsilon_{\text{пл}} = 20$  л мм·мрад оптимальным является пучок с  $\sigma = 0.2$  мм. При интенсивности пучка  $2 \cdot 10^{12}$   $p$  в импульсе плотность энерговыделения при таком размере составит  $\sim 0.8$  кДж/г, что для вольфрамовой мишени соответствует нагреву до  $6000^\circ$  С и разрушению ее за один импульс. При больших плотностях энерговыделения, которые ожидаются, например, в мишенях антипротонного источника УНК в обсуждаемом варианте генерации 15 ГэВных антипротонов протонным пучком с энергией 600 ГэВ, наступает принципиальное ограничение в работе с пучками малого размера, состоящее в «утечке» вещества мишени с оси пучка за время, существенно меньшее времени его пролета. При характерных временах сброса пучка на мишень 1.5–2 мкс, по-видимому, единственной возможностью устранения эффектов теплового разрушения мишеней без потери в фазовой плотности антипротонов является развертка протонного пучка по поверхности мишени, уменьшающая локальную плотность энерговыделения, с соответствующим синхронным смещением акцептанса антипротонной части фокусирующей системы за мишенью. Предложенный в работе<sup>8</sup>, этот метод детально обсуждался в работах<sup>9,10</sup>, где рассматривались варианты оптических схем и технические параметры системы. В настоящее время заканчивается изготовление первого варианта системы из четырех чередующихся магнитов вертикального и горизонтального отклонения, запитываемых сдвинутыми по фазе синусоидальными импульсами тока с периодом 5 мкс для создания кольцевой развертки протонного пучка с энергией 70 ГэВ и длительностью сброса 5 мкс на мишенном стенде<sup>11</sup> ИФВЭ. Магниты имеют апертуру  $A_1 = A_2 = 1.6$  см и при поле 20 кЭ обеспечат развертку пучка по окружности с радиусом 3 мм при фокусировке его литиевой линзой с фокусным расстоянием  $\sim 70$  см. Подробно параметры и конструкция системы описаны в работе<sup>10</sup>. В этих экспериментах предполагается отработка методических вопросов и исследование предельных плотностей энерговыделения, не приводящих к разрушению мишеней при однократном сбросе в условиях развертки, которые должны лечь в основу выбора параметров рабочего варианта подобной системы.

#### Формирование пучков нейтринных «родителей» для нейтринных экспериментов

При рассмотрении проектов нейтринных каналов на ускорителях ТэВного диапазона энергий и учете возрастающих требований к параметрам нейтринных пучков возникает необходимость поиска новых методов фокусировки пучков нейтринных «родителей». Это связано с тем, что в диапазоне энергий мезонов  $0.1 \rightarrow 1$  ТэВ углы их выхода из мишени становятся очень малыми ( $\theta \sim p_{\perp} / p \simeq 0.4 / p$  (ГэВ)), так что применение для их формирования традиционных фокусирующих систем типа магнитных горнов и параболических линз оказывается малоэффективным из-за наличия у них конструктивной «шейки» и отсутствия фокусировки в приосевой области, что приводит к снижению эффективности собирания частиц и появлению высокого уровня фона от пучков противоположного знака. Кроме того, рост числа нейтринных событий в детекторе вызывает необходимость работать с пучками, растянутыми во времени до миллисекунд, что приводит к трудно разрешимым техническим проблемам охлаждения систем из тонкостенных оболочек вращения и к

возникновению в этих системах механических напряжений от импульсного теплового расширения. Одним из путей решения этих проблем является применение для этой цели цилиндрических литиевых линз с большой апертурой ( $\varnothing 3-6$  см), которые должны запитываться длинными — в несколько миллисекунд — импульсами тока. В частности, в настоящее время принят проект нейтринного канала УНК для работы с протонами с энергией 3.6 ТэВ, в основу фокусирующей системы которого положен телескоп из трех литиевых линз с последовательно увеличивающейся апертурой диаметром 1.8, 3.4 и 6 см; длиной  $l \simeq 15$  см; полями 80, 60 и 40 кЭ и расстояниями от мишени 10, 30, 150 м соответственно. Применение таких линз<sup>12</sup> позволит в 2–3 раза уменьшить общую длину фокусирующей системы по сравнению с аналогичным вариантом на параболических линзах и на порядок уменьшить уровень фона. Режим работы УНК предполагается следующий: после накопления  $6 \cdot 10^4$  протонов и подъема их энергии до 3.6 ТэВ будет производиться последовательный выпуск на мишень отдельных порций пучка по  $5 \cdot 10^3$  частиц с интервалами 4 с и растянутым до 1 мс выпуском в каждом цикле, так что линзы должны запитываться импульсами тока с плоской  $\sim 1$  мс вершиной и амплитудой до 500 кА.

Основные проблемы создания литиевых линз с такими параметрами обсуждались выше, и мы предполагаем решать их развитием технологии использования жидкого лития, прокачиваемого через систему.

При рассматриваемых энергии и интенсивности протонного пучка существенно усложняются тепловые режимы мишеней, полное энерговыделение в которых, зависящее от их вещества и геометрии, может достигать более 100 кДж. Использование для собирания вторичных частиц короткофокусных и малоапертурных литиевых линз требует фокусировки протонного пучка на мишень в малый размер  $\sim 1-2$  мм. Второе соображение в пользу работы с пучком малого размера связано с увеличением бокового выхода из мишени частиц развивающегося в ней ядерно-электромагнитного каскада, ответственных за увеличение полного энерговыделения, и соответствующим уменьшением этого энерговыделения при условии, что с сокращением размера  $\sigma$  пучка осуществляется одновременное уменьшение поперечного размера мишени  $h$  так, что все время  $h = 4\sigma$ . В предельном случае при  $\sigma = 0.1 \div 0.2$  мм энерговыделение будет определяться только ионизационными потерями и потерями на ядерное возбуждение первичного пучка и практически не зависеть от его энергии. Например, в мишени из лития при длине  $l \simeq 150$  см энерговыделение может быть уменьшено до величины менее 1 кДж. Однако с уменьшением размера пучка плотность энерговыделения быстро растет, и стационарная мишень может работать только во взрывном режиме. При времени сброса пучка  $\sim 1$  мс эта проблема может быть решена быстрым обменом вещества в области нагрева, что предполагается осуществить применением плоской жидкометаллической струи, пересекающей ось пучка со скоростью в несколько десятков метров в секунду, что одновременно решит и проблему отвода средней мощности. Такая возможность неоднократно обсуждалась ранее<sup>13,14</sup>, и в настоящее время мы приступили к ее техническому осуществлению.

Для этого создана экспериментальная установка (рис. 4) со стационарной свободно вытекающей стру-

ей из галлий-индиевого сплава шириной 20 см (по оси пучка) и поперечным размером  $h = 1 \div 2$  мм, которую предполагается смонтировать на мишенном стенде ИФВЭ, и при сбросе на нее сфокусированного в размер  $\sim 1$  мм 76-ГэВного протонного пучка исследовать предельно допустимые плотности энерговыделения, при которых еще не наступает уменьшения плотности вещества на оси пучка. Это даст представление о необходимой кратности обмена вещества в более интенсив-

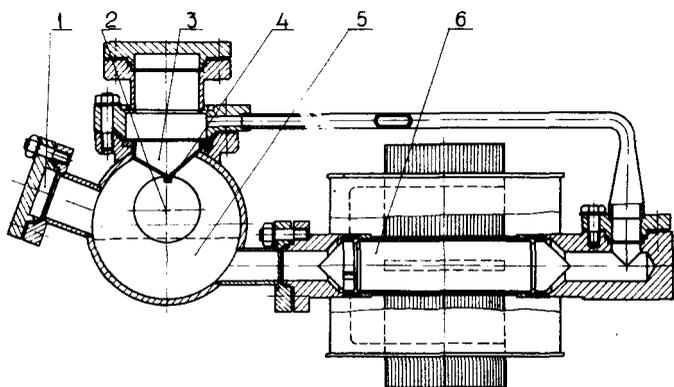


Рис. 4. Стационарная струйная мишень:  
1—смотровое отверстие, 2—ось пучка, 3—сливная камера, 4—сопло сливной камеры, 5—жидкий металл, 6—насос.

ных мишенях УНК и необходимую для этого скорость движения мишени. Жидкометаллические струйные мишени со скоростью  $\sim 100$  м/с рациональнее создавать в импульсном режиме, используя для этого электромагнитный способ ускорения жидкого металла. Для исследования этих возможностей спроектирована установка, в которой узкий зазор (2 мм) между двумя плоскими токовыми шинами шириной 20 см, помещенными в вакуумную камеру, закорочен протекающим через него стационарным потоком жидкого металла, и при пропускании по шинам импульса тока амплитудой до 2 МА металл будет выталкиваться из зазора давлением магнитного поля величиной более 100 кЭ. На установке будут исследоваться параметры жидкометаллической струи и выбираться оптимальные режимы, обеспечивающие ее максимальную скорость.

## Литература

1. Bulos F., De Staebler et al. Design of a High Yield Positron Source—SLAC-PUB-3635, April 1985.
2. Chernyakin A.D. et al. Development of the Conversion System for VLEPP Project.—Proc. of the 12-th International Conference on High Energy Acc. Fermilab, August 1983, p.131.
3. Баянов Б.Ф. и др. Многогерцевые конусные линзы с жидким литием для фокусировки позитронов низких энергий.—Труды IX Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984, т.1, с.406.
4. Всеволожская Т.А. и др. Спиральный ондулятор системы конверсии ВЛЭПП.—Труды настоящей конференции.
5. Баянов Б.Ф. и др. Исследование механических напряжений и конструктивное развитие цилиндрических литиевых линз.—Препринт ИЯФ 84-168.—Новосибирск, 1984.
6. Bayanov B.F. et al. The Investigation and Design Development of Lithium Lenses with Large Operating Lithium Volume.—Proc. of the 12-th International Conference of High Energy Acc.—Fermilab, August 1983, p.587.
7. Vsevolozskaya T.A. NIM, 190 (1981), p.479.
8. Krienen F. and Mills F. Spreading the Hot Spot on the Target. T Note 70, May 1980, High Intensity Target Workshop, p.61.
9. Всеволожская Т.А. и др. Развертка протонного пучка для устранения эффектов теплового разрушения мишеней при работе с пучками высокой плотности.—Труды VIII Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Новосибирск, 1982, т.1, с.317.
10. Сильвестров Г.И., Чернякин А.Д. Sweeping—система для получения вторичных пучков с высокой фазовой плотностью.—Препринт ИЯФ 84-120.—Новосибирск, 1984.
11. Алферов В.Н. и др. Установка для исследования мишеней, облучаемых протонным пучком высокой плотности.—Препринт ИФВЭ 85-132. ОП—Серпухов, 1985.
12. Гаркуша В.Н. и др. Система каналов частиц УНК.—Труды IX Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц.—Дубна, 1984, т.1, с.33.
13. Баянов Б.Ф. и др. Антипротонная мишенная станция на основе литиевых линз.—Труды XI Международной конференции по ускорителям заряженных частиц.—Женева, ЦЕРН, 1980, с.362.
14. Всеволожская Т.А., Сильвестров Г.И. Некоторые возможности формирования нейтринных пучков на ускорителях с энергией в несколько ТэВ.—Труды VII Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц.—Дубна, 1980, т.11, с.105.