

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра физики плазмы

Киндюк Владимир Анатольевич

КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
на соискание степени бакалавра

Оптимизация нейтроногенерирующей мишени
источника эпитепловых нейтронов

Научный руководитель:
к.ф-м.н., доцент НГУ, снс ИЯФ СО РАН
Таскаев Сергей Юрьевич

Новосибирск – 2004 г.

Введение

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН разрабатывается новаторский компактный источник эпитепловых нейтронов на основе ускорителя [1] для осуществления возможности проведения бор-нейтронозахватной терапии рака [2, 3] в условиях онкологической клиники.

Суть проекта такова: стационарный пучок отрицательных ионов водорода инжектируется в электростатический ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией и после перезарядки отрицательных ионов водорода в протоны в перезарядной мишени на выходе из тандема формируется протонный пучок, ускоренный до энергии, соответствующей удвоенному потенциалу высоковольтного электрода. При сбросе протонного пучка на литиевую мишень в результате пороговой реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ генерируется поток эпитепловых нейтронов.

Такой разрабатываемый источник нейтронов необходим для проведения бор-нейтронозахватной терапии, физический принцип которой прост и элегантен. Раствор, содержащий стабильный изотоп бор-10, вводится в кровь человека и через некоторое время бор сорбируется в клетках. Затем опухоль облучается потоком эпитепловых нейтронов. В результате захвата теплового нейтрона стабильным изотопом ${}^{10}\text{B}$ происходит ядерная реакция и образуются энергетичные α -частица, ион ${}^7\text{Li}$ и в 94 % случаев γ -квант. Образующиеся α -частица и ион ${}^7\text{Li}$ быстро тормозятся и выделяют энергию 2,3 МэВ на длине порядка 10 микрон, т.е. на длине размера клетки. Такое быстрое торможение и, соответственно, громадный локальный нагрев приводит к поражению именно той клетки, которая содержала ядро бора. Таким образом, обеспечение более высокой концентрации ${}^{10}\text{B}$ в раковой клетке по сравнению со здоровой позволяет осуществить избирательное поражение раковой опухоли.

Одной из основных частей разрабатываемого источника нейтронов является нейтронообразующая мишень [4, 5]. Оптимальной мишенью представляется такая ситуация, когда сначала протонный пучок проходит сквозь среду чистого лития до той поры, пока энергия протонов не уменьшится до 1,882 МэВ – порога реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Поскольку генерация нейтронов

сопровождается сравнимым потоком гамма-квантов в результате неупругого рассеяния протонов на ядрах лития с существенно более низким порогом, то торможение протонов с энергиями ниже 1,882 МэВ должно осуществляться в существенно более тяжелом материале. Для обеспечения оптимальной терапевтической дозы мишень должна быть диаметром 5 - 10 см. Однако 25 кВт протонный пучок приводит к значительному нагреву такой мишени, и литиевый слой может находиться в жидком состоянии, поскольку температура плавления лития составляет 182 °С. Помимо значительного потока паров лития в установку в случае жидкого литиевого слоя, есть еще одна причина, по которой литиевый нейтроногенерирующий слой находился бы в твердом состоянии. Дело в том, что каждый акт рождения нейтрона сопровождается появлением радиоактивного изотопа ${}^7\text{Be}$, который с периодом полураспада в 53 дня превращается в стабильный литий в результате захвата орбитального электрона с испусканием в 10,3 % случаев гамма-кванта энергией 0,477 МэВ. Наведенная активность становится значительной уже через непродолжительный период генерации нейтронов, и она может быть локализована только в отсутствие испарения лития. Все это указывает на то, что температура лития должна быть ниже температуры плавления, и потому мишень должна интенсивно охлаждаться. Также из-за необходимости частой смены мишени вследствие наведенной активности и блистеринга, мишень должна быть простой.

В итоге, был изготовлен первый вариант мишени, представляющий собой вольфрамовый или медный диск с 7 каналами для охлаждения, на который должен быть напылен тонкий слой лития.

Целью дипломной работы было изучение режимов течения охлаждающей жидкости и теплосъема данного прототипа мишени для дальнейшей оптимизации мишени с целью обеспечения поддержания литиевого нейтроногенерирующего слоя в твердом состоянии.

Материал дипломной работы представлен следующим образом. Сначала описывается изготовленный прототип мишени. Далее представляются результаты расчета температуры литиевого слоя при интенсивном охлаждении мишени турбулентным потоком воды. Затем приводятся результаты проведенных экспериментов по определению температуры поверхности мишени при ее нагреве мощным омическим нагревателем. Далее приводятся

расчетные и экспериментально измеренные результаты гидродинамического сопротивления при течении воды в охлаждающих каналах мишени. В заключении даются рекомендации по оптимизации нейтронообразующей мишени.

Описание мишени

Изготовленный прототип нейтронообразующей мишени показан на Рис. 1. Он представляет собой плоский диск из вольфрама (или меди), диаметром 80 мм и толщиной 3 мм, в котором с периодом 3,7 мм проделаны охлаждающие каналы прямоугольной формы шириной 3 мм и глубиной 1,5 мм. На гладкую сторону этого диска, направленную к пучку, будет напыляться слой лития толщиной несколько микрометров (от 5 μm до 100 μm , в зависимости от режима генерации нейтронов). Другой стороной, с каналами для охлаждения, диск плотно прижимается к титановому корпусу. Для более равномерного охлаждения мишени вода в соседних каналах течет в противоположных направлениях. Подача воды в охлаждающие каналы мишени обеспечивается через два круговых канала в титановом корпусе: через внутренний – вода подается, через внешний – отводится.

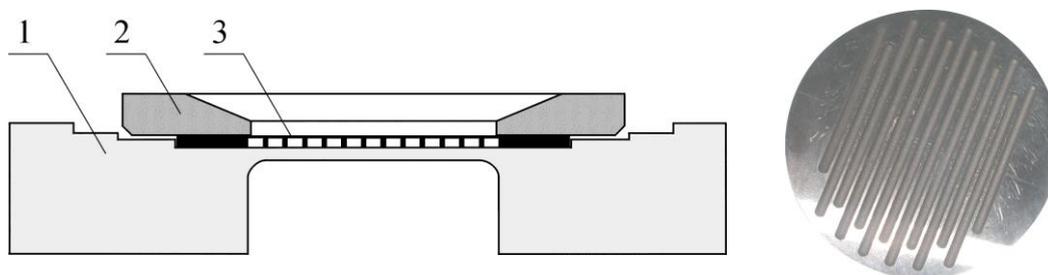


Рис. 1. Прототип нейтронообразующей мишени: 1- титановый корпус, 2- фланец с крепежными отверстиями, 3- мишень. Справа приведена фотография мишени со стороны охлаждающих каналов.

Определение температуры поверхности литиевого слоя

Определим зависимость температуры литиевого слоя от скорости теплоносителя при плотности потока тепла $q = 318 \text{ W cm}^{-2}$ (что соответствует снятию 25 кВт с мишени диаметром 10 см).

Температура поверхности литиевого слоя может быть оценена как

$$T = \Delta T_{\text{Li}} + \Delta T_{\text{w}} + \Delta T_{\text{w-liq}} + \Delta T_{\text{liq}} + T_0,$$

где ΔT_{w} – перепад температуры на слое лития, ΔT_{w} – перепад температуры на вольфраме, $\Delta T_{\text{w-liq}}$ – разность температуры охлаждаемой стенки и жидкости; ΔT_{liq} – величина среднего нагрева теплоносителя, T_0 – начальная температура теплоносителя.

Известно, что длина пробега 2 МэВ протонов в литии составляет $L = 270$ $\mu\text{м}$, в вольфраме $L = 15$ $\mu\text{м}$ [6]. Перепад температуры на слое лития толщиной 100 $\mu\text{м}$ в результате теплопроводности можно оценить как

$$\Delta T_{\text{Li}} = 0.5 q_{\text{Li}} h_{\text{Li}} / \lambda_{\text{Li}},$$

где коэффициент 0,5 отражает объемное выделение тепла в литии, q – плотность мощности, $h_{\text{Li}} = 100$ $\mu\text{м}$ – толщина лития, $q_{\text{Li}} \sim q \cdot h_{\text{Li}} / L$ – мощность, выделяемая в слое лития, которая может быть еще меньше при оптимальной толщине литиевого слоя, $\lambda_{\text{Li}} = 43$ $\text{Вт м}^{-1} \text{К}^{-1}$ – коэффициент теплопроводности лития. В данном случае ΔT_{Li} не превышает 1 $^{\circ}\text{C}$.

Поскольку длина пробега протона L в вольфраме много меньше толщины приемника пучка, то можно полагать, что протонный пучок нагревает только поверхность приемника пучка. Тогда перепад температуры от поверхности вольфрамового диска до охлаждающего канала можно оценить как

$$\Delta T_{\text{w}} = q \cdot h_{\text{w}} / \lambda_{\text{w}},$$

где $h_{\text{w}} = 1$ мм и $\lambda_{\text{w}} = 130$ $\text{Вт м}^{-1} \text{К}^{-1}$ – толщина и коэффициент теплопроводности вольфрама. В данном случае ΔT_{Li} не превышает $\Delta T_{\text{w}} = 25$ $^{\circ}\text{C}$.

Нагрев жидкости по прохождению охлаждающего канала будет равен

$$\Delta T_{\text{liq}} = \frac{q}{C_p \gamma S u},$$

где S – сечение канала, u – скорость жидкости, C_p – теплоемкость. Для данной мишени величина среднего нагрева теплоносителя, определяемого как половина от величины нагрева теплоносителя на выходе из системы, незначителен. Так при скорости воды $u = 10$ м с^{-1} нагрев жидкости $\Delta T_{\text{liq}} = 1$ $^{\circ}\text{C}$.

Основной вклад в нагрев поверхности мишени дает процесс переноса тепла от твердой стенки теплоносителю, осуществляемый конвективным

теплообменом. Для эффективного теплосъема необходимо обеспечить турбулентное течение жидкости, когда число Рейнольдса

$$Re = u \cdot d_r / \nu$$

превышает критическое значение $Re > Re_{cr} = 2300$. Здесь u – скорость жидкости, ν — коэффициент кинематической вязкости жидкости и d_r – определяющий размер, равный диаметру круглой трубы или гидравлическому диаметру некруглой ($d_r = 4 S/\Pi$, где S – площадь сечения канала, Π – периметр канала). Перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем ΔT_{w-liq} определяется как

$$\Delta T_{w-liq} = P / \alpha S,$$

где P – передаваемая мощность тепла, S – площадь поверхности теплообмена, α – коэффициент теплоотдачи, который определяется гидродинамическим режимом течения жидкости и ее термодинамическими свойствами. Коэффициент теплоотдачи α выражается через критерий Нусельта Nu и коэффициент теплопроводности жидкости λ следующим образом:

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{d}.$$

По признакам влияния свойств теплоносителя на условия теплообмена, все жидкости разделяются на 3 основных класса [7], характеризующихся числом Прандтля Pr .

$$Pr = \frac{\nu C_p \gamma}{\lambda},$$

где ν – кинематическая вязкость, C_p – удельная теплоемкость, γ – плотность, λ – коэффициент теплопроводности. Эти 3 класса следующие: жидкости с $Pr \approx 1$, с $Pr > 1$, и с $Pr \ll 1$. Вода, характеризующая Pr от 3 при 60 °С до 7 при 20 °С относится к тому классу жидкостей, у которых молекулярный перенос количества движения интенсивней молекулярного переноса тепла.

Для определения теплопереноса турбулентному потоку воды рекомендована достаточно простая и надежная расчетная формула для области чисел $0,5 < Pr < 200$ [7]:

$$Nu = \frac{0,023 Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}. \quad (1)$$

В области $0,5 < Pr < 25$ удовлетворительные результаты дает степенная формула, структура которой впервые была предложена Нуссельтом:

$$Nu = 0,023 Pr^{0,4} Re^{0,8}.$$

Так как у воды $Pr > 1$, то шероховатость стенок труб оказывает влияние на теплоотдачу турбулентному потоку. Поскольку выражение (1) получено из формулы

$$Nu = \frac{\zeta Pr Re}{8 + 40 \sqrt{\zeta} (F(Pr) - 1)}$$

подстановкой коэффициента трения в виде $\zeta = 0,184 Re^{-0,2}$, то это выражение путем введения дополнительных множителей отношения коэффициентов трения шероховатых труб $\zeta_{ш}$ к гладким трубам ζ можно привести к виду, учитывающему шероховатость стенок:

$$Nu = \frac{0,023 \left(\frac{\zeta_{ш}}{\zeta} \right) Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 \sqrt{\frac{\zeta_{ш}}{\zeta}} Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}. \quad (2)$$

Интенсивность теплоотдачи в шероховатых трубах возрастает, но относительно меньше, чем коэффициент гидравлического сопротивления.

В итоге, при скорости $u = 10 \text{ м с}^{-1}$ перепад температуры между стенкой и теплоносителем равен $\Delta T_{w-liq} = 56 \text{ C}^\circ$ для воды с начальной температурой $T_0 = 30 \text{ C}^\circ$ при шероховатости стенок $\delta = 10 \text{ мкм}$. Еще раз обратим внимание на то, что перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем вносит основной вклад в температуру поверхности мишени, и этот перепад уменьшается с увеличением скорости воды в охлаждающих каналах.

На рис. 2 представлена зависимость температуры поверхности мишени от скорости течения воды в охлаждающих каналах. Видно, что для поддержания литиевого слоя в твердом состоянии требуется обеспечить течение охлаждающей воды со скоростью порядка 10 м/с. Такая скорость в данной мишени, когда все каналы соединены параллельно, приводит к расходу в $0,7 \text{ кг с}^{-1}$, что явно велико и может быть уменьшено их последовательным соединением без заметного увеличения температуры.

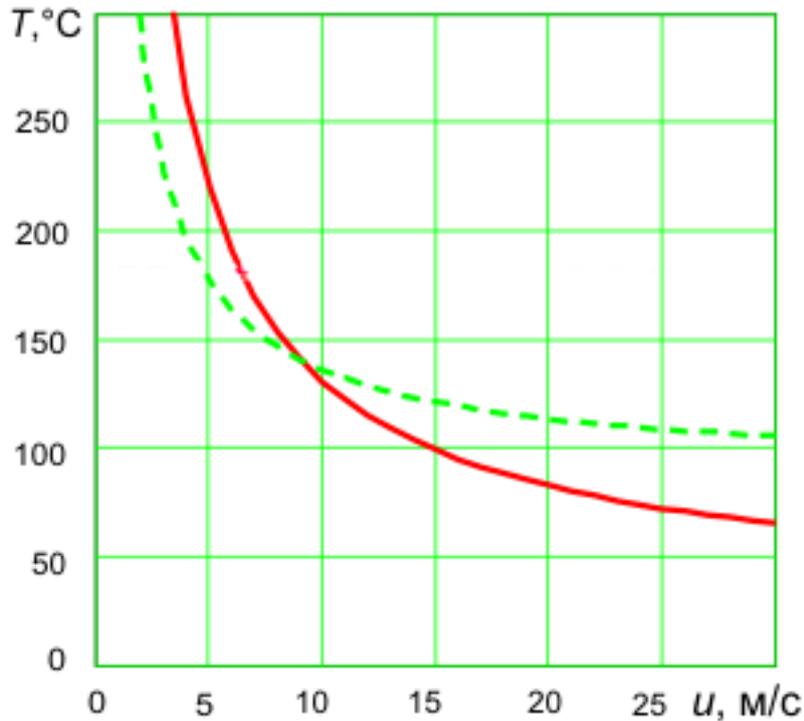


Рис. 2. Зависимость температуры поверхности мишени от скорости течения воды с начальной температурой $0\text{ }^\circ\text{C}$ (сплошная линия), и $60\text{ }^\circ\text{C}$ (пунктирная).

Измерение температуры поверхности мишени при ее нагреве мощным омическим нагревателем

Для изучения теплосъема проведен эксперимент по определению температуры поверхности мишени, нагреваемой мощным электрическим нагревателем с плотностью потока тепла на поверхности мишени порядка $0,5\text{ кВт см}^{-2}$. Нагревательный элемент в виде квадратной спирали сделан из 1 мм никелиевой пластины размером $45 \times 45\text{ мм}$, в которой 0,2 мм фрезой вырезана полоса шириной 2 мм. Нагреватель плотно прижимается к мишени через тонкий изолятор – BeO пластину толщиной 1 мм. Сопротивление нагревателя имеет величину порядка 1 Ом. Нагреватель запитывается от стабилизированного источника питания с током до 100 А. На Рис. 3 приведена зависимость температуры поверхности мишени от плотности потока тепла через мишень. Видны 3 режима теплосъема: i) отрезок до 250 кВт см^{-2} соответствует

турбулентному течению воды в охлаждающих каналах, при котором измеренная температура поверхности мишени с хорошей точностью совпадает с расчетной, ii) отрезок с 250 кВт см^{-2} до 440 кВт см^{-2} – турбулентный с пузырьковым кипением, когда температура практически не растет, и iii) выше 440 кВт см^{-2} – турбулентный с пленочным кипением, когда происходит срыв теплоотдачи. Проведенный эксперимент подтвердил то, что температура поверхности мишени с хорошей точностью может быть определена из расчета теплоотдачи турбулентным течением воды без закипания. Также обнаружено широкое плато по мощности нагрева, когда происходит закипание воды, но температура практически не растет, что говорит об улучшении теплоотдачи. Присутствие такого плато безусловно облегчает конструирование мишени, поскольку несанкционированный перегрев, приводящий к закипанию, не обязательно может приводить к срыву теплоотдачи.

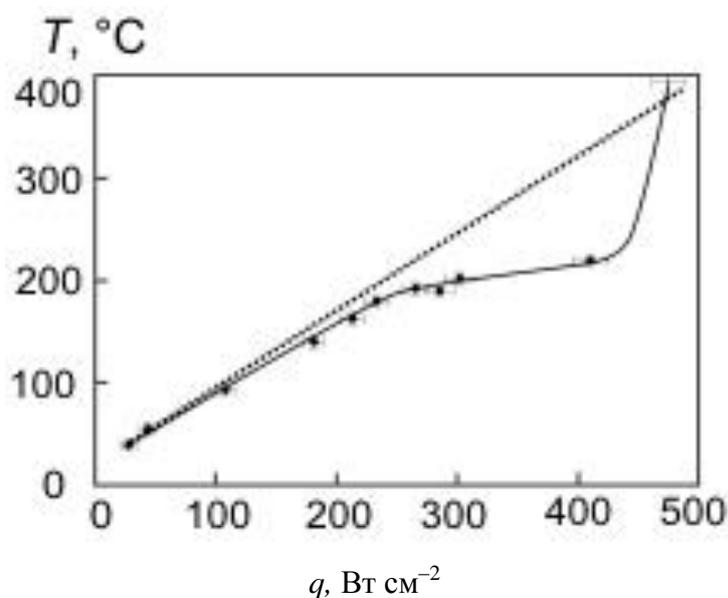


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности мишени от плотности мощности нагрева при скорости воды в каналах 3 м/с (сплошная линия – эксперимент, пунктирная – расчет).

Гидравлическое сопротивление при течении теплоносителя в трубах.

Необходимо четко представлять влияние геометрических параметров системы каналов на течение жидкости и на перепад давлений на входе и выходе. Для этого надо вычислить их гидродинамическое сопротивление. Различают два

вида потерь полного давления: потери на трении (сопротивление трения) $\Delta p_{тр}$ и местные потери (местное сопротивление) $\Delta p_{м}$.

Гидравлическое трение вызывается вязкостью реальных жидкостей и газов возникающей при их движении, и является результатом обмена между молекулами или между отдельными частицами соседних слоев жидкости, движущихся с разной скоростью.

Местные потери полного давления возникают при местном нарушении нормального течения: отрыва потока от стенок; сужение, изгиб, разветвление трубопровода. Считают, что местные потери сосредоточены в одном сечении, хотя в действительности они распространены на сравнительно большую длину.

При расчете оба вида потерь суммируют по принципу наложения потерь, при котором берут арифметическую сумму потерь на трении и местных потерь:

$$\Delta p_{сум} = \Delta p_{тр} + \Delta p_{м}.$$

Определение гидродинамического сопротивления трения трубопровода

При установившемся прямолинейном симметричном изотермическом течении падение давления выражается формулой Дерси:

$$\Delta P = \zeta \frac{l}{d} \frac{\rho u^2}{2},$$

где ζ – коэффициент сопротивления трения, l – длина трубы, d – диаметр круглой трубы или гидравлический диаметр некруглой ($d_{г} = 4 S/\Pi$, где S – площадь сечения канала, Π – периметр канала), ρ – плотность.

При ламинарном течении в круглой трубе (закон Гагена-Пуазейля)

$$\zeta = \frac{64}{Re}. \quad (3)$$

Для каналов некруглого сечения зависимость ζ имеет тот же характер, но меняется численное значение множителя пропорциональности [7, стр. 138].

форма поперечного сечения канала	h/b	D_r	ζRe
прямоугольник (b – большая сторона, h – малая)	0	$2 h$	96
	0,1	$1,82 h$	85
	0,2	$1,67 h$	73
	0,333	$1,5 h$	69
	0,5	$1,33 h$	62
	1	h	57

При турбулентном течении в гладкой трубе ζ хорошо аппроксимируется в области $10^4 < Re < 10^5$ эмпирической формулой Блазиуса:

$$\zeta = \frac{0,316}{Re^{0,25}},$$

а в области $Re > 10^5$ – эмпирической формулой Никурадзе:

$$\zeta = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}.$$

Гидравлическое сопротивление шероховатых труб оказывается таким же, как и у гладких труб, до тех пор, пока толщина вязкого подслоя больше выступов шероховатости k (далее в формулах под k понимается средняя высота выступов). После того как выступы шероховатости попадают в турбулентную область потока, около них начинается вихреобразование, и вязкое трение перестает заметно влиять на профиль скоростей течения в основной массе жидкости. При достаточно значительных числах Re в шероховатых трубах имеет место независимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса. Коэффициенты сопротивления всех технических труб круглого сечения при стабилизированном турбулентном течении можно определить по приближенной формуле Альтшуля (для труб прямоугольного сечения необходимо ввести поправочный коэффициент от 1 для квадрата до 1,1 для узкой щели):

$$\zeta = 0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}. \quad (4)$$

Для области смены режимов стабилизированного течения применяется единая формула расчета коэффициента сопротивления трения, предложенная Адамовичем:

$$\zeta = \zeta_l (1 - p) + \zeta_t p,$$

где $\zeta_{\text{л}}$ принимается по (3), $\zeta_{\text{т}}$ – по (4), а

$$p = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{Re - Re_0}{\sqrt{2} \sigma} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{Re_0}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right],$$

в которой $Re_0 = 1530 (k/d)^{-0,08}$, $\sigma = 540$ и $\operatorname{erf}(x)$ – табулированная функция ошибок.

Расчет гидродинамического сопротивления

Вся охлаждающая система делится на две части: каналы в самой мишени и подводящая часть. При этом падение, вызванное на каналах, считается полезным, а падение на подводящей системе необходимо уменьшать.

Проведены измерения по определению полного падения давления в мишенном узле при различном расходе воды. Зависимость измеренного падения давления во всем мишенном узле и расчетного в охлаждающих каналах от скорости воды в охлаждающих каналах представлена на Рис. 4. Определено, что падение давление воды в охлаждающих каналах составляет только восьмую часть полного падания давления всего мишенного узла. Рассматриваются возможности понижения падения давления в подводящей системе для более эффективного теплосъема.

Поскольку имеющееся давление используется неэффективно для охлаждения мишени, то необходимо рассмотреть все элементы охлаждающей системы (не только охлаждающие каналы) с целью определения падения давления во всех узлах.

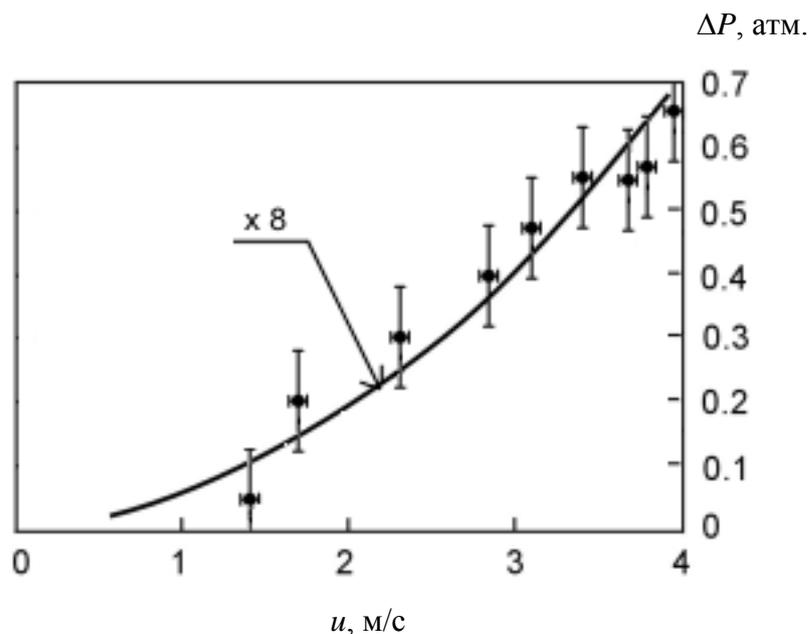


Рис. 4. Зависимость экспериментально измеренного падения давления $\Delta P_{\text{мишень}}$ во всем мишенном узле (●) и расчетного падения давления, увеличенного в 8 раз, в охлаждающих каналах $\Delta P_{\text{канал}}$ (сплошная линия) при шероховатости стенок 10 μm от скорости воды в охлаждающем канале.

Учет местных гидравлических сопротивлений

Помимо перепада давления, вызванного трением, существуют еще и перепады давления из-за входов в каналы, вызванным внезапным расширением сечения канала, поворота течения, слиянием или разделением течения и т.п. [8], выражаемые через коэффициенты местных гидравлических сопротивлений ζ :

$$\Delta P = \zeta \frac{\rho u^2}{2}.$$

При входе в канал поток обтекает кромку входного отверстия, но при недостаточно закругленной кромке входного отверстия поток по инерции отрывается вблизи входа от внутренней поверхности. Этот отрыв потока и вызванное им вихреобразование являются основными источниками потерь давления на входе. Отрыв потока от стенок трубы влечет за собой уменьшение поперечного сечения струи. Срез или закругление стенки входного участка приводят к тому, что поворот потока вокруг входной кромки получается более плавным, и зона отрыва потока уменьшается, благодаря чему уменьшается и сопротивление входа. К примеру, на входе в трубу с острой кромкой,

коэффициент сопротивления ζ равен 1, для труб полностью вделанных в стенку ζ составляет 0,5.

На Рис. 5 представлен вариант оптимизации входного отверстия в виде конического коллектора. На Рис. 6. представлена зависимость для конического коллектора при различных углах α и относительной длине срезанного участка l/d . Оптимальные параметры составляют угол $\alpha = 40^\circ$ и $l/d = 0,6$, при них ζ снижается до 0,3.

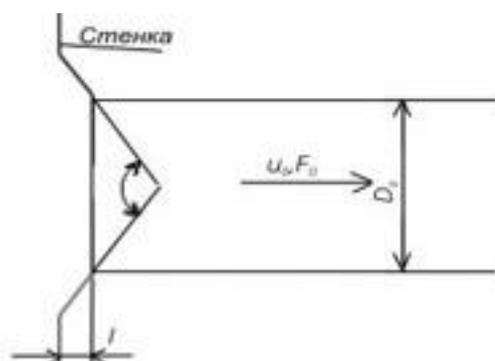


Рис. 5. Схема конического коллектора (раструба).

14

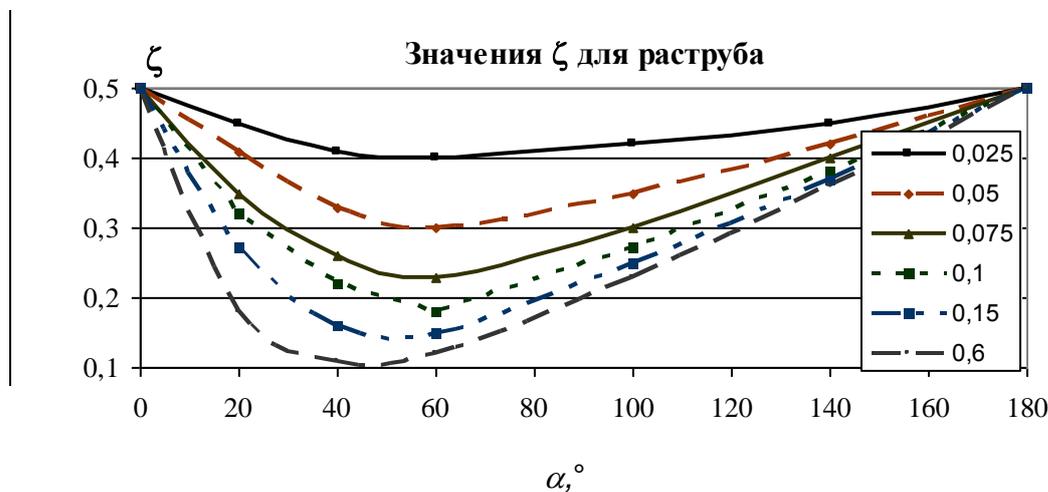


Рис. 6 Зависимость коэффициента сопротивления ζ от угла α и отношения l/d (показано различными линиями и справа указаны соответствующие значения).

При внезапном расширении поперечного сечения канала образуется струя, отделенная от остальной среды поверхностью раздела, которая распадается и свертывается в мощные вихри. Длина участка, на котором происходит

вихреобразование, постепенное рассасывание вихрей и полное растекание потока по сечению, составляет примерно 10 гидравлических диаметров широкого сечения. Это вихреобразование приводит к так называемым потерям на "удар". При значительном расширении струи сопротивление на удар стремится к $\zeta = 1$. Его можно снизить на 35-40 % путем правильной установки дефлекторов. Существенное уменьшение сопротивления с внезапным расширением достигается при устройстве за узким сечением "карманов", способствующих образованию в них стационарного вихревого кольца. Потери давления на участке с внезапным расширением могут быть значительно уменьшены путем дробления вихрей в этом участке с помощью поперечных перегородок, верхние кромки которых находятся на уровне верхней границы вихревой зоны, но не выступают в активный поток. Поперечные ребра, очевидно, уменьшают интенсивность обратного тока в канале, а также заменяют неустойчивые вихри на стационарные. Однако установка дефлекторов или перегородок в данной конструкции мишени не представляется возможным, так как существенно усложняет мишень.

В изогнутых трубах и каналах вследствие искривления течения потока появляются центробежные силы, направленные к внешней стенке трубы. Этим обуславливается повышение давления у внешней стенки и понижение его у внутренней при переходе потока из прямолинейного участка трубопровода в изогнутый, что приводит к отрыву потоков от обеих стенок. Образованная вследствие отрыва от внутренней стенки вихревая зона распространяется далеко вперед и в ширину, существенно сокращая сечение основного потока. Именно это вихреобразование у внутренней стенки вместе со вторичными потоками определяет характер распределения скоростей за поворотом и, соответственно, местное сопротивление.

При повороте на 90° сопротивление канала с острыми кромками имеет величину $\zeta = 1,15$. [8, стр. 286]. Скругление кромок колена (особенно внутренней) значительно смягчает условия отрыва потока и, следовательно, снижает сопротивление. При скруглении только внутренней кромки минимальное сопротивление колена с поворотом на 90° получается при радиусе скругления от 1,2 до 1,5 диаметра канала. При дальнейшем увеличении радиуса сопротивление начинает заметно возрастать из-за существенного увеличения

площади поперечного сечения, приводящего к падению скорости и усилению диффузорного отрыва потока. Скругление внешней стенки не приводит к заметному снижению сопротивления колена. Тем не менее, оптимальное колено реализуется при радиусе скругления внешней стенки на $0,6 d$ большим радиуса скругления внутренней. В итоге, скругление внутренней кромки радиусом порядка диаметра канала и срезом внешней можно понизить сопротивление до $\zeta = 0,2$ [8, стр. 290].

Технологически простым решением может быть срез внутренней кромки (Рис.7), который позволяет понизить коэффициент сопротивления колена (Рис. 8) вплоть до $\zeta = 0,6$.

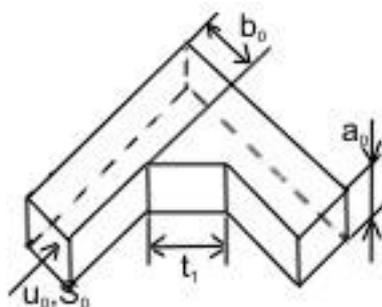


Рис. 7. Оптимизация колена с острой кромкой.

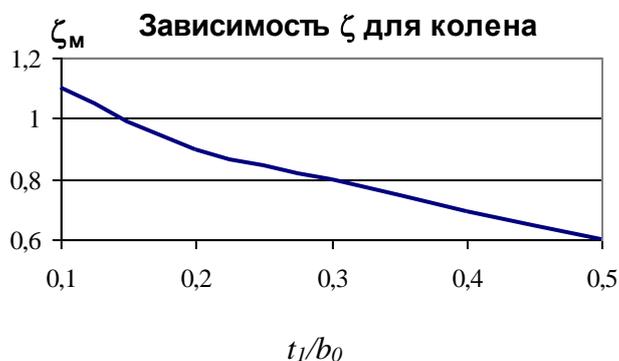


Рис. 8. Влияние длины среза на коэффициент сопротивления ζ_m .

При слиянии двух одинаково направленных потоков, движущихся с различными скоростями, наблюдается турбулентное смешивание потоков, сопровождаемое невосполнимыми потерями полного давления. При переходе от турбулентного к ламинарному течению происходит еще и скачкообразное нарастание коэффициента сопротивления бокового ответвления от величины

$\zeta \approx 1$ до $\zeta \approx 2$. Сопротивление может быть заметно снижено, скруглением мест стыка (Рис.9 б, 10 б) или постепенным расширением бокового ответвления.

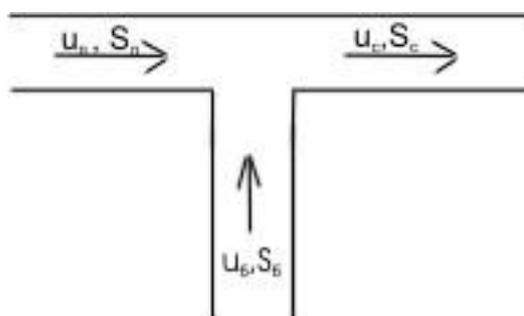


Рис. 9 а. Тройник вытяжной.

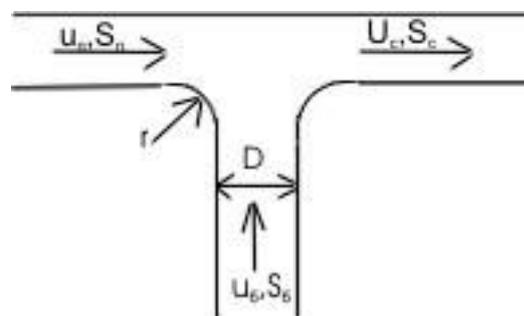


Рис. 9 б. Тройник вытяжной оптимизированный.

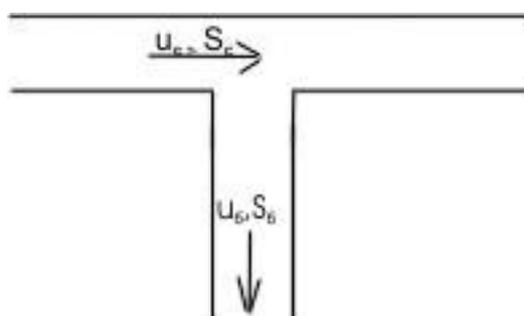


Рис. 10 а. Тройник приточный.

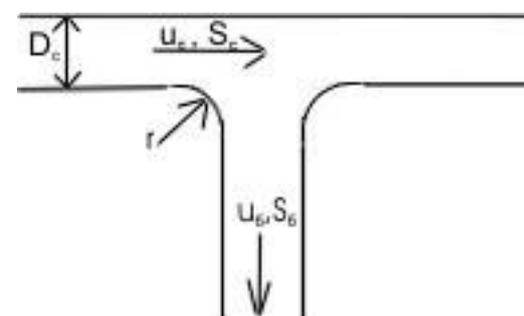


Рис. 10 б. Тройник приточный оптимизированный.

Коэффициент сопротивления вытяжного тройника рассчитывается по формуле:

$$\zeta = 1 + \left(\frac{u_b}{u_c}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{Q_b}{Q_c}\right)^2 = \frac{\Delta p}{\rho u_c^2 / 2},$$

где u_b – скорость течения в подводном канале, u_c – в прямом. При отношении скоростей $u_b/u_c = 2,59$ и потоков $Q_b/Q_c = 0,154$ коэффициент сопротивления $\zeta \approx 6,3$.

Реализация скругления для разветвлений вида вытяжной тройник позволяет понизить коэффициент сопротивления (при отношении площадей $S_1/S_2 = 0,56$) до $\zeta \approx 1,5$ [8, стр. 346].

Ещё лучше оправдывает себя уширение боковой стороны, по представленным зависимостям [8, стр. 355].

Коэффициент сопротивления приточного тройника рассчитывается по формуле:

$$\zeta = 1 + \left(\frac{u_b}{u_c} \right)^2 = \frac{\Delta p}{\rho u_c^2 / 2},$$

где u_b – скорость течения в подводном канале, u_c — в прямом. При отношении скоростей $u_b/u_c = 1,33$ коэффициент сопротивления $\zeta \approx 2,8$.

Для приточных тройников скругление понижает коэффициент сопротивления (при отношении площадей $S_b/S_c = 0,12$, и потоков $Q_b/Q_c = 0,15$) до $\zeta \approx 1,5$ [8, стр. 370].

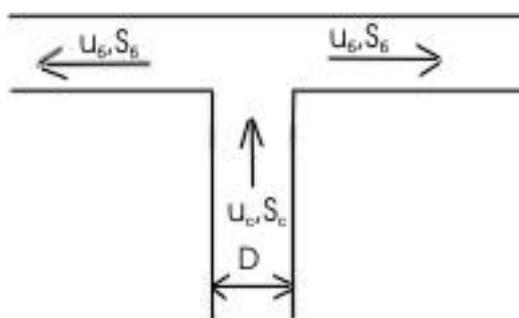


Рис. 11. Тройник симметричной формы, разделение потока.

Коэффициент сопротивления симметричного тройника при разделении противотоков (Рис. 11) рассчитывается по формуле:

$$\zeta = 1 + k \left(\frac{u_b}{u_c} \right)^2 = \frac{\Delta p}{\rho u_c^2 / 2},$$

где u_b – скорость течения в боковом канале, u_c — в прямом, k – коэффициент учитывающий вид соединения (резьба или сварка), здесь $k = 0,3$. При отношении скоростей $u_b/u_c = 0,9$ коэффициент сопротивления $\zeta \approx 1,4$.

Заключение

В настоящее время в Институте ядерной физики разрабатывается источник эпитепловых нейтронов на основе ускорителя для осуществления возможности проведения бор-нейтронозахватной терапии рака в условиях

онкологической клиники. Одной из основных составляющих частей установки является мишень, генерирующая нейтроны.

В данной дипломной работе изучено течение охлаждающей жидкости и теплосъем имеющегося прототипа мишени для ее оптимизации с целью обеспечения поддержания литиевого нейтроногенерирующего слоя в твердом состоянии.

Рассчитана температура литиевого слоя при интенсивном охлаждении мишени турбулентным потоком воды. Измерена температура поверхности мишени при ее нагреве мощным омическим нагревателем. Определено хорошее соответствие расчета эксперименту при интенсивном охлаждении мишени турбулентным потоком воды без закипания. Экспериментально идентифицирован режим турбулентного течения воды с пузырьковым кипением, когда температура мишени практически не изменяется при ее нагреве и режим турбулентного течения с пленочным кипением, когда происходит срыв теплосъема.

Рассмотрено гидродинамическое сопротивление течения воды в трубах, определен перепад давления в охлаждающих каналах, оценен перепад давления в подводящей системе и экспериментально исследована зависимость перепада давления в мишенном узле от расхода воды. Определено, что падение давления воды в охлаждающих каналах составляет только восьмую часть полного падения давления всего мишенного узла. Помимо перепада давления, вызванного трением, подробно рассмотрены перепады давления из-за входов в каналы в мишенном узле, поворота течения, слияния или разделения течения. Предложены решения, позволяющие понизить падение давления в подводящей системе для более эффективного теплосъема.

Результаты дипломной работы частично представлены в работе [4], принятой для публикации.

Хочу выразить отдельную благодарность одному из участников проекта, Баянову Борису Федоровичу, за неоценимую помощь в проведение экспериментов, а также поблагодарить моего научного руководителя, Таскаева Сергея Юрьевича, за обширное участие в обработке данных, за оказанное понимание и помощь в подготовке данного документа.

Список литературы:

1. *B.Bayanov 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 (1998) 397-416.
2. *G.Locher*, Biological Effects and Therapeutic Possibilities of Neutrons, Am. J. Roentgenol. Radium Ther. 36 (1936) 1.
3. *H. Hatanaka*, Clinical results of boron neutron capture therapy. Basic Life Sci 54 (1990) 15-21.
4. *V. Belov et al.*. Neutron producing target for accelerator based neutron source for NCT. Research and Development in Neutron Capture Therapy. Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p. 247-252.
5. *B. Bayanov, V. Belov, V. Kindyuk, E. Oparin, S. Taskaev.* Lithium neutron producing target for BINP accelerator based neutron source. Journal of Applied Radiation and Isotopes, 2004 (принят для публикации).
6. *H. Andersen.* Hydrogen stopping powers and ranges in all elements. Pergamon Press Inc., 1977.
7. *С. С. Кутателадзе.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
8. *И. Е. Идельчик.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.