



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2009–4
ОЭФ

Ю.Т. Борзунов*, Л.Б. Голованов*, В.И. Киреев*,
А.В. Плескач, В.Ф. Чумаков*

**Исследование термодинамических характеристик
жидководородной мишени Ø27/L70
во время её работы в составе установки СВД-2**

*ОИЯИ, Дубна

Протвино 2009

Аннотация

Борзунов Ю.Т. и др. Исследование термодинамических характеристик жидководородной мишени Ø27/L70 во время её работы в составе установки СВД-2: Препринт ИФВЭ 2009–4. – Протвино, 2009. – 17 с., 6 рис., 4 табл., библиогр.: 15.

На основании обобщения экспериментальных данных, полученных во время эксплуатации мишени в составе установки СВД-2, определены: её локальная тепловая нагрузка, градиент температуры по оси мишени и режимы теплообмена на её стенках в зависимости от материала их образующих.

Оценено влияние изменения атмосферного давления и температурного градиента на стабильность плотности жидкого водорода в рабочем объёме мишени.

Abstract

Borzunov Yu.T. et al. Study of the Thermodynamic Characteristics for the Hydrogen Target GVM Ø27/L70 in the Time of His Work on the SVD-2 Set-Up: IHEP Preprint 2009–4. – Protvino, 2009. – p. 17, figs. 6, tables 4, refs.: 15.

By means of the analysis for an experimental data received in the time of a target exploitation on the SVD-2 set-up is determined: his local heat load, the temperature gradient along the target axis and the regime of heat transfer on his walls depending on a material forming them.

It is estimated the influence of the change of atmospheric pressure and temperature gradient on the stability of liquid hydrogen density in working volume of target.

Введение

Для изучения в рамках программы «Термализация» многочастичного процесса при большой множественности, где должны исчезать лидирующие частицы [1], в качестве протонной мишени в прецизионном вершинном детекторе (ПВД) установки СВД-2 с 2005 года используется жидководородная мишень (ЖВМ), изображённая на рис. 1. Мишень состоит из внутреннего сосуда 1, изготовленного из лавсана толщиной 100 мкм, вакуумного кожуха 2, корпуса 3, конденсатора 4, соединительного трубопровода 5, по которому жидкий водород поступает из конденсатора в мишень. Трубки жидкого и газообразного водорода окружены экраном 6, охлаждаемым парами холодного гелия после конденсатора.

Из-за необходимости (по условиям эксперимента) уменьшения количества вещества при одновременном уменьшении его атомного номера в зоне распада частиц значительная часть вакуумного кожуха («носика») выполнена из вакуумплотного пенопласта *Rochaell'* $\gamma=0.081 \text{ г/см}^3$ таким образом, что примерно 70% поверхности жидководородной мишени находится под его тепловым воздействием. Основной изоляцией жидкого водорода от окружающей среды на этом участке является высокий вакуум ($\sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$). Степени черноты пенопласта и лавсана, из которого в основном сделана мишень, близки к 0.9. Последнее обстоятельство предопределяет повышенную тепловую нагрузку в зоне мишени по сравнению с суммарной для системы «мишень+конденсатор». Знание тепловой нагрузки рабочего объёма мишени необходимо для анализа теплового режима внутри мишени и оценки стабильности плотности вещества мишени.

В свою очередь, выполнение значительной части поверхности вакуумного кожуха мишени из пенопласта, который наряду с очевидными его преимуществами имеет малую теплостойкость (температура внутри кожуха ПВД не должна превышать 80°C), требует дополнительного анализа режима работы системы термостатирования ПВД, внутри которого работает мишень.

Экспериментальному определению тепловой нагрузки рабочего объёма мишени и оценке теплового режима, который она обуславливает, а также исследованию режима термостатирования ПВД, который обеспечивает надёжное функционирование жидководородной мишени, посвящена эта работа.

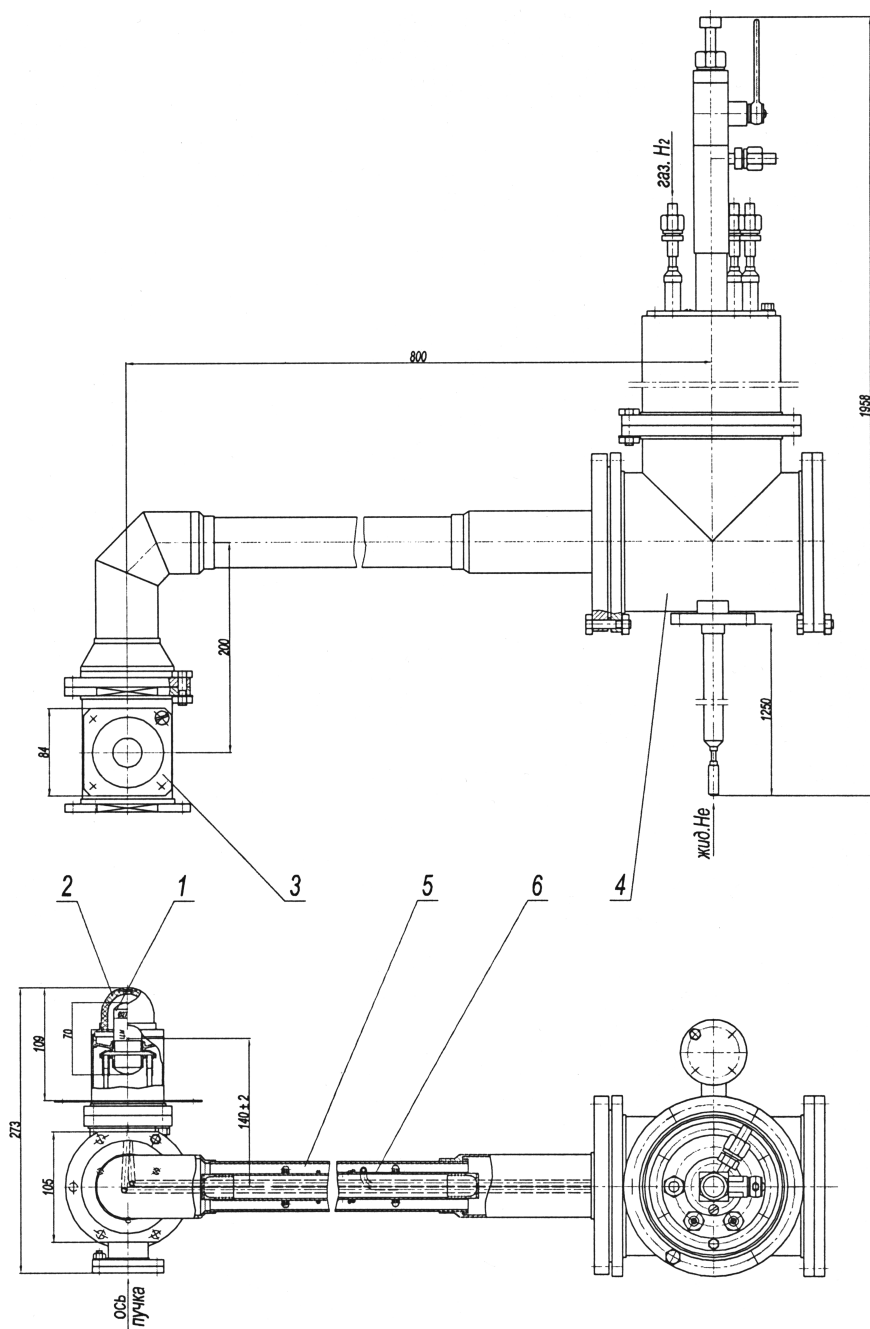


Рис. 1. Конструкция жидководородной мишени ЖВМ Ø27/L70: 1 – сосуд внутренний; 2 – вакуумный кожух; 3 – корпус; 4 – конденсатор; 5 – трубопровод соединительный; 6 – экран.

Используемая мишень была изготовлена в ОИЯИ в соответствии с принципом принудительной циркуляции гелия через конденсатор, изложенным в работе [2], и на элементной базе мишени МКРГ-11, описанной в работе [3], с учётом требований настоящего эксперимента к её размерам и проницаемости.

В табл. 1 приведены основные технические данные мишени, эксплуатируемой в составе установки СВД-2.

Таблица 1.

Диаметр мишени	27 мм
Длина мишени	70 мм
Рабочий объём, заполняемый жидким водородом	37 см ³
Рабочее давление	0.01 атм
Рабочая температура	20.4 К
Расход жидкого гелия на реконденсацию испаряющегося водорода	23 л/сут

1. Тепловой режим в зоне мишени в случае отключения азотного охлаждения ПВД

Схема расположения жидководородной мишени внутри ПВД приведена на рис. 2. Основными тепловыделяющими элементами детектора являются: веерно-круговая сборка минисцинтилляционных детекторов («Ромашка») и плоскости VA-плат («Викинги»). Нагрузка «Ромашки» составляет 24 Вт, а каждого из «Викингов» – 3 Вт, что при их максимальном количестве, равном 6, составит 18 Вт. Таким образом, полная тепловая нагрузка ПВД составляет 42 Вт.

В случае аварийного отключения азотного охлаждения [4] температура внутри кожуха детектора будет повышаться до величины, обеспечивающей теплоотвод в окружающую среду, равный тепловыделению внутри детектора. Отвод тепла осуществляется, с одной стороны, через стенки кожуха, основным термическим сопротивлением которых является теплоотдача между средой и стенкой по обе её стороны, с другой стороны, через многочисленные разъёмы, которые работают как радиаторы со стерженьковыми рёбрами, роль которых играют сигнальные проводки. В качестве таких разъёмов учитываются только наиболее многочисленные и обладающие наилучшей проводимостью: 96-штырьковые разъёмы ОНп-КС-6-96 количеством $K=40$.

Теплоотвод через стенки кожуха осуществляется в режиме естественной конвекции, в котором коэффициент теплоотдачи от среды к стенке (и наоборот), как показано в работе [5], находится по формуле:

$$\alpha = A \Delta T_c^n \left[\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{К}) \right], \quad (1)$$

где ΔT_c – разница между температурами стенки и среды, A и n – коэффициент и показатель степени, определяемые из критериального уравнения [6] в зависимости от среды и типа конвекции.

При известной средней поверхности кожуха $F = \sqrt{F_{\text{вн}} F_{\text{нар}}}$ и практически одинаковых средах по обе стороны его стенки $\Delta T_c = \Delta T / 2$, где ΔT – разница температур по обе стороны стенки, тепло, отводимое через стенки кожуха:

$$Q_c = AF \left(\frac{\Delta T}{2} \right)^{n+1}.$$

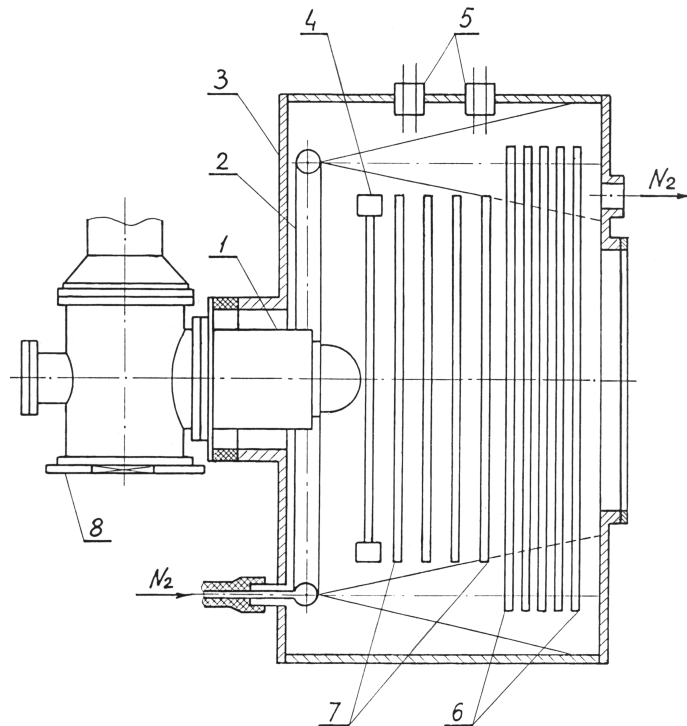


Рис. 2. Схематический чертёж размещения ЖВМ внутри ПВД: 1 – ЖВМ; 2 – теплообменник смешения; 3 – корпус ПВД; 4 – сборка из минисцинтилляционных детекторов («Ромашка»); 5 – разъёмы ОН_П-КС-6-96; 6 – диски VA (Viking); 7 – диски GASSIPLEX; 8 – опорный фланец крепления мишени к юстировочному столику.

Для размеров кожуха, образующих поверхность $F=0.53 \text{ м}^2$ и омываемого воздушной или азотной средой, конвективный теплообмен обнаруживает турбулентный тип течения, для которого $A=1.61$ и $n=1/3$, и тогда:

$$Q_C = 0.34 \Delta T^{4/3} [Вт].$$

Теплоотвод через разъём определяется теплопроводностью суммы его проводков, проходящих через стенку, тепловой поток по каждому из которых определяется в соответствии с решением задачи о теплопроводности одного сплошного стержня [7], находящегося в теплоактивной среде:

$$Q_i = \Delta T_c \sqrt{\alpha U \lambda S} \text{ th}(ml),$$

$$m = \sqrt{\frac{\alpha U}{\lambda S}},$$

где α – коэффициент теплоотдачи между средой и стержнем, определяемый по формуле 1, λ – коэффициент теплопроводности материала стержня, U – периметр поперечного сечения стержня, S – площадь поперечного сечения стержня, ΔT_c – разница между температурами основания стержня и среды, которая равна такой же между стенкой и средой.

Проведённая оценка показывает, что при средней длине проводков $l \geq 30$ мм, которая имеет место в нашем случае, $th(ml) \cong 1$.

Каждый сигнальный проводок состоит из $N=14$ медных проводников $\varnothing 0.08$ мм, плотно скрученных в жгут, который изолирован путём намотки фторопластовой ленты до наружного диаметра $0,65$ мм. Наружный эквивалентный диаметр по меди составляет $d=0.3$ мм и является характерным геометрическим размером, определяющим тип конвективного движения среды. Толщина фторопластовой изоляции составляет 0.175 мм. При столь малой толщине намотки теплоизолирующим эффектом последней можно пренебречь.

С учётом теплопроводности одного из сигнальных проводков, его диаметра, характера течения при конвекции на нём и их количества в разъёме теплоотвод по разъёму ОН_П-КС-6-96 определится из следующего выражения:

$$Q_{раз} = N \left(\frac{\pi d}{2} \right) \Delta T_C^{n/2+1} \sqrt{Ad\lambda}, \quad (2)$$

где N – число сигнальных проводков в разъёме, d – эквивалентный диаметр медной жилы в проводке, λ – коэффициент теплопроводности меди в жиле, ΔT_C – разница между температурами среды и жилы в её основании. Остальные обозначения приведены выше.

Естественная конвекция на сигнальных проводках диаметром $d=0.3$ мм по меди в соответствии с анализом критериального уравнения по работе [6] характеризуются переходным режимом течения, для которого в уравнении 1:

$$A = 0.306/d^{5/8}, \text{ где } d[\text{м}] \text{ и } n=1/8.$$

После подстановки соответствующих параметров элементов разъёма ОН_П-КС-6-96 и параметров естественной конвекции A и n в формулу 2 получим:

$$Q_{раз} = 0.1 \Delta T_C^{17/16} [вт].$$

При количестве разъёмов $K=40$ и практически одинаковых средах по обе стороны от него $\Delta T_C = \Delta T/2$ и суммарный теплоотвод по разъёмам:

$$Q_{раз}^{\Sigma} = 40 \cdot 0.1 \left(\frac{\Delta T}{2} \right)^{17/16} = 1.91 \Delta T^{17/16} [вт],$$

где ΔT – разница между температурами по обе стороны разъёма, которая равна такой же разнице по обе стороны стенки.

Окончательно суммарный теплоотвод через кожух будет определяться из уравнения:

$$Q = Q_C + Q_{раз}^{\Sigma} = 0.34 \Delta T^{4/3} + 1.91 \Delta T^{17/16}.$$

Для отвода максимально возможной тепловой нагрузки детектора $Q=42$ вт по полученному уравнению находится, что $\Delta T = 14^\circ\text{C}$, т.е. при средней температуре окружающей среды $T_{oc} = 20.7^{+2.3} \text{ }^\circ\text{C}$ [5] температура внутри кожуха в аварийном случае может подняться до

$$T_{\max} = T_{oc}^{\max} + \Delta T = 37^\circ\text{C}.$$

Максимально возможная температура внутри кожуха в случае отключения системы охлаждения существенно меньше допустимой температуры $[T] = 80^\circ\text{C}$ нагрева «носика» вакуумного кожуха ЖВМ, выполненного из пенопласта *Rochaell*, $\gamma=0.081 \text{ г/см}^3$. Это обстоятельство позволяет не предъявлять требование автоматического отключения эл/питания ПВД в случае прекращения подачи азота в систему термостатирования.

2. Определение тепловой нагрузки рабочего объёма мишени

Подача жидкого гелия из рабочего дьюара в конденсатор осуществляется принудительно [2] и в зависимости от величины теплопритока и длины линии связи последних гелий на входе в конденсатор может быть в двух состояниях:

- 1) в виде парожидкостной смеси;
- 2) в виде перегретого пара.

Теплоприток к системе «мишень+конденсатор» может быть найден для парожидкостной смеси:

$$Q_{\Sigma} = \alpha r G_1 + Cp G_1 (T_m - T_{He}), \quad (3)$$

для перегретого пара:

$$Q_{\Sigma} = Cp G_1 (T_m - T_X), \quad (4)$$

где α – доля жидкого гелия на входе в конденсатор, r – теплота испарения гелия, Cp – теплоёмкость газообразного гелия, G_1 – весовой расход гелия, T_m – температура водорода в мишени (20.4 K), T_{He} – температура кипения гелия (4.2 K), T_X – температура газообразного (перегретого) гелия на входе в конденсатор.

Неизвестными в уравнениях определения теплопритока 3 и 4 в зависимости от состояния будут соответственно: α – доля жидкости или T_X – температура газообразного гелия.

Последнее представляется возможным определить на основании экспериментального сравнения работы конденсатора в двух режимах: а) в штатном режиме и б) в режиме подливки рабочего дьюара без выхода мишени из рабочего состояния. На рис. 3 приведён экспериментальный график изменения основных параметров во время подливки жидкого гелия в рабочий дьюар.

На рис. 4 приведена схема конденсатора при его функционировании: а) в штатном режиме, когда гелий поступает из рабочего дьюара в конденсатор, где он ожижает испарившийся из мишени водород, и б) при подливке жидкого гелия в рабочий дьюар. Во время подливки система стабилизации давления в мишени продолжает работать и сохраняет мишень в рабочем состоянии. Во время подливки рабочего дьюара схема питания конденсатора гелием изменяется (см. рис. 4б) и в него поступает (путём отбора от основного потока в рабочий дьюар) жидкий гелий при температуре его кипения 4.2 K.

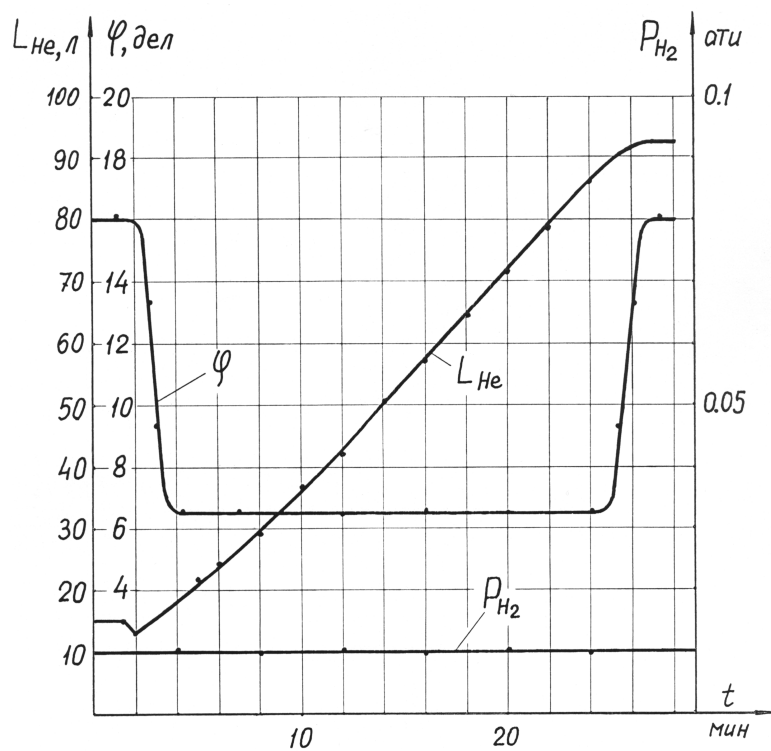


Рис. 3. Изменение основных параметров мишени во время подливки жидкого гелия в рабочий дьюар: φ – расход гелия на термостатирование мишени; L_{He} – уровень жидкого гелия в рабочем дьюаре; P_{H_2} – давление жидкого водорода в мишени.

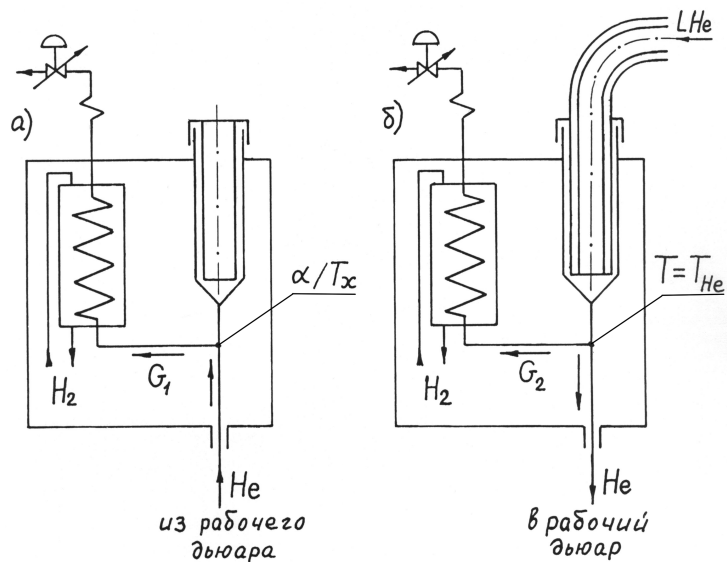


Рис. 4. Схема работы конденсатора: а) в штатном режиме; б) во время подливки жидкого гелия в рабочий дьюар.

При работе в штатном режиме весовой расход гелия, поступающего в конденсатор по линии заправки закрытой сверху пробкой (см. рис. 4а), примерно в 100 раз меньше расхода по той же линии, чем при подливке рабочего дьюара. Столь малый расход гелия по достаточно протяжённой линии, даже хорошо теплоизолированной, предопределяет либо его частичное испарение до доли жидкой фазы α , либо полное его испарение с последующим нагревом пара до величины T_X – температуры входа в конденсатор. Очевидно, что в обоих режимах работы конденсатора при условии поддержания мишени в рабочем состоянии суммарный теплоприток к системе «мишень+конденсатор» остаётся неизменным и это обстоятельство позволяет найти неизвестные α или T_X , а также определить режим течения на входе в конденсатор.

В итоге из уравнения теплового баланса, описывающего каждое из двух состояний системы «мишень+конденсатор» с учётом неизменности теплопритока, получим, что для первого состояния доля жидкого гелия на входе в конденсатор определится по следующему уравнению:

$$\alpha = \frac{Cp}{r} (T_M - T_{He}) \left(\frac{G_2}{G_1} - 1 \right) + \frac{G_2}{G_1}. \quad (5)$$

Для случая полного испарения гелия и последующего его нагрева температура входа гелия в конденсатор определится по уравнению:

$$T_X = T_M - \left(T_M - T_{He} + \frac{r}{Cp} \right) \frac{G_2}{G_1}, \quad (6)$$

где G_1 – весовой расход гелия при работе конденсатора на стабилизацию мишени в штатном режиме, G_2 – весовой расход гелия при работе конденсатора на стабилизацию мишени в режиме подливки в рабочий дьюар, остальные обозначения приведены выше.

Состояние гелия на входе в конденсатор определяется соотношением G_1/G_2 . Из условия $\alpha=0$ в уравнении 5 находится G_1/G_2 , которое соответствует изменению состояния гелия на входе в конденсатор:

$$\frac{G_1}{G_2} = 1 + \frac{r}{Cp (T_M - T_{He})}.$$

Подставляя в полученное уравнение соответствующие величины параметров гелия и водорода для мишени:

$$\begin{aligned} r &= 20.9 \text{ дж/г}, \\ Cp &= 5.25 \text{ дж/(г}\cdot\text{K)}, \\ T_{He} &= 4.2 \text{ K}, \\ T_M &= 20.4 \text{ K}, \end{aligned}$$

находим граничную величину G_1/G_2 :

$$\left(\frac{G_1}{G_2} \right)_{\alpha=0} = 1.25.$$

Таким образом, при $G_1/G_2 > 1.25$ гелий в конденсатор будет поступать в виде перегретого пара при температуре T_X , определение которой производится по формуле 6.

Измерение расходов G_1 и G_2 проводилось по поплавковому ротаметру РС-5. Перевод числа делений ротаметра в весовой расход гелия проводился в соответствии с его характеристикой:

$$G = 0.008 + 0.0016 \varphi [г/с],$$

где φ – число делений по ротаметру.

Величины и соотношение этих расходов видны из графических зависимостей, приведенных на рис. 3:

$$\varphi_1 = 16 \text{ дел, что соответствует } G_1 = 0.033 \text{ г/с};$$

$$\varphi_2 = 6.5 \text{ дел, что соответствует } G_2 = 0.018 \text{ г/с}.$$

Измеренное нами соотношение расходов $G_1/G_2 = 1.83 > 1.25$ говорит, что гелий поступает в конденсатор в виде перегретого пара.

Подставляя в формулу 6 результаты измерения расходов G_1 и G_2 для двух режимов работы конденсатора, найдём температуру газообразного гелия на входе в конденсатор:

$$T_X = 9.25 \text{ К}.$$

Температура T_X позволяет найти полный теплоприток к системе «мишень+конденсатор» по уравнению 4:

$$Q_\Sigma = 5.25 \cdot 0.033(20.4 - 9.25) = 1.9 \text{ Вт}.$$

Теплоприток к конденсатору и линии его связи с мишенью в соответствии с проведённой оценкой на основании проектных параметров их изоляции (суперизоляция и экран, охлаждаемый гелием) составляет:

$$Q_K = 0.5 \text{ Вт}.$$

В результате теплоприток к рабочему объёму мишени определяется как разность найденных теплопритоков:

$$Q_M = Q_\Sigma - Q_K = 1.4 \text{ Вт}.$$

3. Анализ теплового режима внутри рабочего объёма мишени

Рабочий объём мишени образован двумя лавсановыми цилиндрами со сферическими доньшками, которые приклеены к цилиндрическим обечайкам по обе стороны жидководородного коллектора, служащего для удаления испарившегося водорода в конденсатор и возврата сконденсировавшегося. Таким образом, внутренняя поверхность рабочего объёма мишени состоит на 70% из лавсановой плёнки толщиной 0.1 мм и на 30% из кольцевой обечайки из нержавеющей стали.

Как показывают исследования режима кипения [8], достижение пограничным слоем состояния насыщения не является достаточным для начала парообразования. Теплопередача в насыщенной жидкости на начальном этапе носит исключительно конвективный характер, который описывается критериальным уравнением для естественной конвекции [9]. Только после некоторого превышения температурой стенки температуры насыщения, называемого задержкой кипения ($\Delta T_{зк}$), появляются первые пузырьки пара и начинается режим пузырькового кипения.

Задержка кипения ($\Delta T_{зк}$) представляет собой разницу между температурой поверхности стенки и местной температурой насыщения жидкости. Величину задержки кипения представляется возможным определить из условия равенства тепловых потоков в режимах естественной конвекции и пузырькового кипения. Это условие фактически сводится к равенству коэффициентов теплоотдачи, соответствующих этим режимам:

$$\alpha (\Delta T)_{конв} = \alpha (\Delta T)_{кип}. \quad (7)$$

В зависимости от плотности теплового потока, притекающего к рабочему объёму мишени, последний будет передаваться в жидкий водород либо в режиме естественной конвекции, либо в режиме кипения. Режимы теплопередачи определяются соответствующими коэффициентами теплоотдачи, которые подлежат определению.

Коэффициент теплоотдачи в режиме естественной конвекции находится по ранее приведённой формуле 1:

$$\alpha = A \Delta T_c^n.$$

Как показывает проведённый анализ, для геометрических размеров мишени, содержащим которой является жидкий водород, конвективный теплообмен обнаруживает турбулентный тип движения, для которого $A = 287 [вт/(м^2 K^{4/3})]$ и $n = 1/3$, и тогда:

$$\alpha = 287 \Delta T_c^{1/3} [вт/(м^2 K)].$$

Известно, что кипение криогенных жидкостей отличается от кипения обычных значительной зависимостью интенсивности теплоотдачи от физических свойств материала поверхности нагрева [7], объяснение которой основывается, по крайней мере, на двух обстоятельствах:

- высокая степень смачиваемости, характерная для криогенных жидкостей, практически нивелирует зависимость интенсивности теплоотдачи от состояния поверхности нагрева и тем самым обнажает её зависимость от теплофизических свойств поверхности нагрева;
- теплофизические характеристики различных материалов при криогенных температурах по величине различаются друг от друга намного сильнее, нежели при обычных температурах.

Коэффициент теплоотдачи в режиме пузырькового кипения, как показано в работе [10], находится по следующей формуле:

$$\alpha = B_{(\chi)} \Delta T_c^{7/3} [вт/(м^2 K)],$$

где $B_{(\chi)}$ – коэффициент, определяемый из критериального уравнения для кипения, предложенного Толубинским [9] и использованного в работе [11], после подстановки в него теплофизических параметров жидкости и материала стенки; $\chi = \sqrt{\lambda_c C_c \rho_c}$ – коэффициент теплоусвоения материала поверхности теплообмена, где λ_c , C_c и ρ_c – теплопроводность, теплоёмкость и плотность материала стенки, остальные обозначения приведены выше.

Задержка кипения на основании равенства 7 определяется по нижеприведённой формуле:

$$\Delta T_{зк} = [A / B_{(\chi)}]^{0.5}.$$

Температурный напор на стенке мишени в случае передачи теплопритока к её рабочему объёму в режиме естественной конвекции:

$$\Delta T_{\text{конв}} = \left(\frac{Q_M}{A \cdot F} \right)^{3/4}, \quad (8)$$

где F – внутренняя поверхность мишени, остальные обозначения приведены выше.

Температурный напор на стенке мишени в случае передачи теплопритока к её рабочему объёму в режиме пузырькового кипения:

$$\Delta T_{\text{кип}} = \left(\frac{Q_M}{B_{(\lambda)} \cdot F} \right)^{3/10}. \quad (9)$$

Результаты расчёта по полученным формулам параметров, необходимых для определения режимов теплообмена на стенках мишени в применении к жидкому водороду, находящемуся в рабочем объёме мишени, с учётом размеров и материала её образующих приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Теплоприток к рабочему объёму мишени, $вт$	Конвекция		Кипение, материал стенки			
			нерж. сталь		лавсан	
1.4	A	$\Delta T_{\text{конв}}$	$B_{(\lambda)}$	ΔT_{3K}	$B_{(\lambda)}$	ΔT_{3K}
	$вт/(м^2 K^{4/3})$	K	$вт/(м^2 K^{10/3})$	K	$вт/(м^2 K^{10/3})$	K
	287	0.9	845	0.54	73	1.85

Определение режима теплообмена на внутренней поверхности мишени происходит путём сравнения приведённых в табл. 2 $\Delta T_{\text{конв}}$ и ΔT_{3K} : $\Delta T_{\text{конв}} < \Delta T_{3K}$ – режим конвекции; $\Delta T_{\text{конв}} > \Delta T_{3K}$ – режим кипения. Температурные напоры при конвекции и кипении определялись соответственно по формулам 8 и 9. Полученные результаты приведены в табл. 3.

Таблица 3.

Q_M $вт$	Мишень	
	Кольцевая обечайка из нерж. стали	Цилиндр с доньшком из лавсановой плёнки
	Режим теплообмена	
	кипение	конвекция
1.4	$\Delta T_{\text{кип}}, K$	$\Delta T_{\text{конв}}, K$
	0.7	0.9

При проведении расчётов принималось, что теплоприток прямо пропорционален поверхности мишени.

4. Градиент температуры по оси мишени

Известные критериальные зависимости конвективного переноса тепла в замкнутом объёме, например в жидкостном слое [12], к которому можно свести схему выноса тепла из объёма мишени, позволяют определить только общий перепад температуры, включающий температурные напоры на стенках и в жидкости. При этом известно, что температурный напор в конвектирующей жидкости существенно меньше последнего на стенках [13]. Т.е. эта методика ничего не может сказать даже о его порядке.

Поэтому градиент температуры по оси мишени определяется из условия представления схемы выноса тепла из жидкостного объёма мишени в виде термосифонной циркуляции жидкого водорода, организованной в её контуре. Контур циркуляции жидкого водорода в мишени функционирует как два встречно движущихся потока длиной, равной расстоянию от одного из торцов мишени до плоскости выноса тепла. На одном из торцов такого контура (см. рис. 5а) происходит подвод тепла, равного теплопритоку к части мишени до плоскости его выноса, на другом – его отвод. Перепад температуры ΔT , который обеспечивает перенос этого тепла, является искомым температурным градиентом.

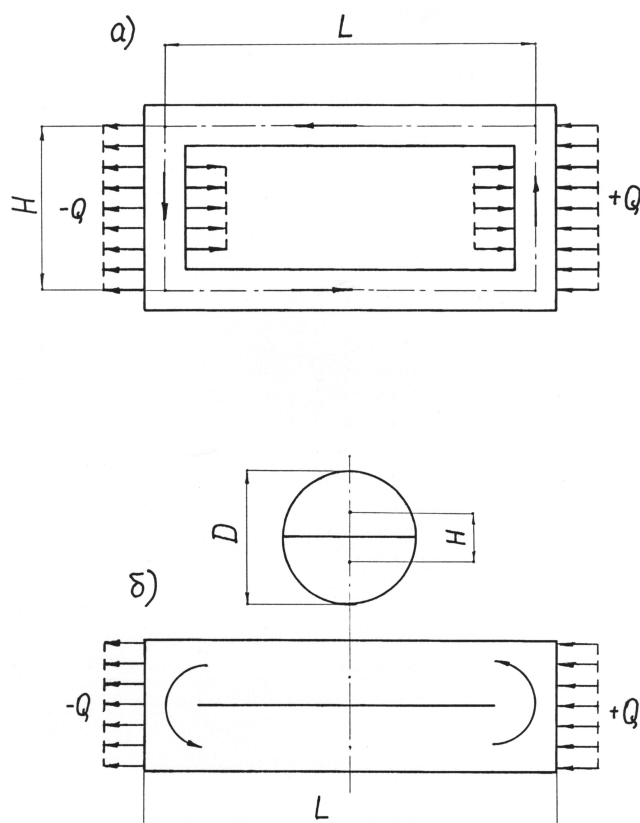


Рис. 5 .Расчётная схема определения осевого температурного градиента в мишени: а) принципиальная схема термосифонной циркуляции; б) реальная схема осуществления термосифонной циркуляции в мишени.

Такой подход позволяет задать близкое к реальности движение жидкости только за счёт ΔT , учитывая внутреннее трение в жидкости и характер её течения через коэффициент трения (f) в ней и потерю кинетической энергии, вызванную хаотическим движением вихрей, путём введения коэффициента местных потерь (ξ).

Найденный таким образом перепад температур, обеспечивающий путём циркуляции жидкости перенос тепла в количестве, равном теплопритоку к ней, определяется только внутренним трением в жидкости (f) и соответствующим коэффициентом сопротивления изменению направления потока (ξ), т.е. характеризуется только параметрами движения жидкости, и поэтому его можно считать с точностью до выбранной расчётной схемы градиентом температуры в жидкости в направлении переноса этого теплового потока путём движения в виде конвекции из-за ΔT , аппроксимируемой встречным движением потоков в термосифонной схеме.

После составления и решения уравнения теплового баланса жидкости, движущейся в термосифонном контуре (см. рис. 5а), искомый градиент температуры будет находиться по следующей формуле:

$$\Delta T = \sqrt[3]{\frac{\left(f \frac{L}{d_r} + 2\xi\right) Q_T^2}{g \beta \rho^2 C_p^2 S_0^2 H}} \quad (10)$$

где Q_T – эквивалентное количество тепла, приведённое к торцу мишени; g – ускорение свободного падения; β , ρ , C_p – коэффициент температурного расширения, плотность и теплоёмкость жидкости; S_0 – поперечное сечение одного из встречно движущихся потоков; H – высота термосифонного контура; f – коэффициент трения в жидкости, определяемый методом последовательного приближения через число Рейнольдса по скорости $v = Q_T / (\rho C_p S_0 \Delta T)$ после задачи, например, $f = 0.03$, L – длина мишени до плоскости выноса тепла, ξ – коэффициент местного сопротивления одного поворота на 90° , d_r – гидравлический диаметр канала одного из встречно движущихся потоков.

Полученная формула справедлива для любой ориентации канала произвольного сечения, тепловой поток в котором направлен через один из его торцов в направлении, обеспечивающем естественную конвекцию.

Мишень представляет собой достаточно протяжённый горизонтальный канал круглого сечения, который нагревается теплопритоком.

Упростим полученную формулу в применении к форме мишени (в соответствии с рис.5б), выразив все геометрические параметры через D – диаметр мишени и определив неизвестные Q_T и ξ :

- поперечное сечение одного из встречно движущихся потоков:

$$S_0 = \frac{\pi}{8} D^2;$$

- расстояние по высоте между центрами тяжести поперечных сечений встречно движущихся потоков:

$$H = \frac{2}{5} D;$$

- гидравлический диаметр поперечного сечения потока:

$$d_r = D \left(1 + \frac{2}{\pi} \right);$$

- коэффициент местных потерь для одного поворота на 90° определяется из уравнения, учитывающего взаимное влияние местных сопротивлений:

$$\xi = \frac{k(\xi_1 + \xi_2)}{2},$$

где для схемы движения, изображенной на рис. 5б, $k = 0.6$ и $\xi_1 = \xi_2 = 1.1$ по работе [14] и тогда:

$$\xi = 0.66;$$

- приведение теплопритока, равномерно распределённого по всей поверхности мишени, к её торцу осуществляется из условия идентичности сопротивлений при движении потока для обоих случаев:

$$Q_T = Q \sqrt{\frac{1}{3}};$$

- выражение теплопритока к мишени через его плотность (теплоприток к единице поверхности мишени), которая будет характеризовать качество теплоизоляции:

$$Q = q\pi DL.$$

Подставляя полученные результаты в общую формулу 10, получим выражение для определения градиента температуры по оси мишени в зависимости от плотности теплопритока к ней и её размеров:

$$\Delta T = 4.4 \sqrt[3]{\frac{\left(f \frac{L}{D} + 0.8 \right) q^2 L^2}{g \beta \rho^2 C_p^2 D^3}},$$

где q – плотность теплопритока к мишени (теплоприток к единице поверхности мишени), D – диаметр рабочего объёма мишени, остальные обозначения приведены выше.

Относительно плоскости выноса тепла из мишени (см. рис. 6) последняя делится на две неравные части, для каждой из которых определяется свой температурный градиент на основании ранее найденного теплопритока к рабочему объёму мишени, который принимается пропорциональным длине мишени. Результат этого расчёта представлен графически на рис. 6.

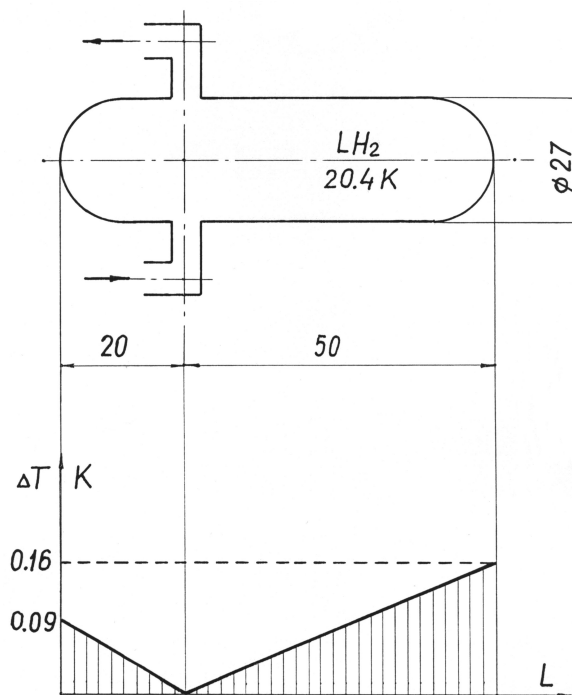


Рис. 6. Распределение температурного градиента вдоль оси мишени (приведены схема мишени и график).

5. Влияние изменения атмосферного давления и осевого температурного градиента на стабильность плотности жидкого водорода в рабочем объёме мишени

Особенность системы стабилизации давления в мишени, в которой опорным давлением является атмосферное, предопределяет некоторую зависимость плотности рабочей жидкости от последнего.

Относительное изменение плотности жидкого водорода в мишени, обусловленное изменением атмосферного давления на величину ΔP , находится из следующего выражения:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s \cdot \frac{\Delta P}{\rho},$$

где $\left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s$ – производная найдена по табличным данным теплофизических свойств жидкого водорода, приведённым в работе [15], и составила при $T = 20.4 \text{ K}$:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s = 4.22 \text{ (кг/м}^3) / \text{(кг/см}^2\text{)}.$$

Относительное изменение плотности жидкого водорода в зависимости от изменения его температуры может быть найдено по следующей формуле:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \beta \Delta T.$$

Коэффициент температурного расширения жидкого водорода, найденный по TS -диаграмме [6], составляет при рабочей температуре 20.4 K :

$$\beta = 1.61 \cdot 10^{-2} \text{K}^{-1}.$$

Обычно атмосферное давление в районе размещения установки СВД-2 изменяется в пределах $720\text{-}770$ мм рт. ст. и таким образом максимально возможное его изменение составит $\Delta P = 0.066 \text{ кг/см}^2$.

В табл. 4 приведена относительная величина нестабильности плотности жидкого водорода в зависимости от осевого градиента температуры в мишени и от максимально возможного изменения атмосферного давления.

Таблица 4.

$T_M, \text{ K}$	$\Delta \rho / \rho, \%$	
	$\Delta T = 0.16 \text{ K}$	$\Delta P = 0.066 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$
20.4	0.25	0.4

Выводы

1. Показано, что повышение температуры внутри кожуха в аварийном случае отключения охлаждения не представляет опасности для «носика» вакуумного кожуха мишени, изготовленного из материала с ограниченной термостойкостью.
2. Показано, что при определении режима теплообмена в жидком водороде на поверхности мишени необходимо учитывать теплофизические свойства материала поверхности нагрева.
3. Разработана методика определения температурного градиента непосредственно в жидкости, через которую осуществляется транспортировка теплового потока.
4. Разработан экспериментальный метод сравнительного анализа для определения термодинамического состояния нагревающегося гелия на входе в конденсатор данной конструкции с целью достоверного определения тепловой нагрузки рабочего объема мишени для оценки её точностных характеристик.
5. Проведена оценка влияния изменения атмосферного давления и температурного градиента на стабильность плотности жидкого водорода в рабочем объеме мишени.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору [П.Ф. Ермолову] за постановку задачи и профессору В.А. Никитину за поддержку и постоянный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Авдейчиков В.В., Аникеев А.Н., Басиладзе С.Г. и др. – Препринт ОИЯИ Р1-2004-190, Дубна, 2004.
- [2] Борзунов Ю.Т., Голованов Л.Б., Мазарский В.Л. и др. //ПТЭ, 1984, №3, с. 30.
- [3] Борзунов Ю.Т., Голованов Л.Б., Панебратцев Ю.А. и др. – Препринт ОИЯИ Р8-2003-27, Дубна, 2003.
- [4] Гришкевич Я.В., Киреев В.И., Плескач А.В. – Препринт ИФВЭ 2005-1, Протвино, 2005.
- [5] Киреев В.И., Плескач А.В. – Препринт ИФВЭ 2007-25, Протвино, 2007.
- [6] Физико-технические основы криогеники. Справочник. /Ред. Малков М.П.– М.: Энергия, 1985.
- [7] Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.: Энергия, 1975.
- [8] Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. – М.: Энергия, 1977.
- [9] Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. – Киев: Наукова думка, 1980.
- [10] Плескач А.В. – Препринт ИФВЭ 98-69, Протвино, 1998.
- [11] Алексеев В.П., Вайнштейн Г.Е., Герасимов П.В. Расчёт и моделирование аппаратов криогенных установок. – Л.: Энергоатомиздат, 1987.
- [12] Джалаурия И. Естественная конвекция. – М.: Изд-во Мир, 1983.
- [13] Thomas D.B. //Proceed. Int. Colloq. on Bubble Chambers. – Heidelberg, 1967, p. 215.
- [14] Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Госэнергоиздат, 1960.
- [15] Свойства конденсированных фаз водорода и кислорода. Справочник. / Ред. Веркин Б.И. – Киев: Наукова думка, 1984.

Рукопись поступила 31 марта 2009 г.

Ю.Т. Борзунов и др.

Исследование термодинамических характеристик жидководородной мишени Ø27/L70
во время её работы в составе установки СВД-2.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 02.04.2009. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ. л. 2,375. Уч.- изд. л. 1,9. Тираж 80. Заказ 19. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2009-4, ИФВЭ, 2009
