

ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ, РАДИАЦИОННОЙ  
И ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

УДК 621.039.58

МЕТОД ОЦЕНКИ ПРОТЕЧКИ РАДИОАКТИВНОГО АЗОТА  $^{16}\text{N}_7$   
В ПАРОГЕНЕРАТОРАХ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ НА ЯДЕРНЫХ  
РЕАКТОРАХ ТИПА КЛТ-40

© 2019 А.П. Елохин\*, С.Н. Федорченко\*\*

\*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

\*\*Акционерное общество «Специализированный научно-исследовательский институт приборостроения», Москва, Россия

В работе рассматривается протечка радионуклида азота  $^{16}\text{N}_7$  ( $T_{1/2} = 7,11$  с,  $E_{\gamma, \max} = 6,134$  МэВ,  $\nu_{\gamma, \max} = 69\%$ ), возникающего в 1-ом контуре реактора КЛТ-40, используемого на ледоколах и плавучих энергоблоках (ПЭБ-ах), через парогенератор во второй контур, в который поступает вода под давлением  $P_v$ , с температурой  $T_v$ , нагревается с образованием радиоактивного пара, выход которого осуществляется через спиральный паропровод парогенератора под высоким давлением  $P_p$ . содержание указанного радионуклида в паре можно обнаружить и оценить путём применения методов спектрометрии  $\gamma$ -излучения, измерения объёмной  $\gamma$ -активности пара, измерения мощности дозы  $\gamma$ -излучения пара и применением расчётной модели, использующей несложный математический аппарат, позволяющий определить область протечки. В работе указываются основные области в конструкции парогенератора, на которых могут быть осуществлены измерения радиационных характеристик и методы их оценки.

*Ключевые слова:* энергетический реактор, радионуклид, парогенератор, давление температура, мощность дозы, радиационная безопасность.

Поступила в редакцию 14.05.2019

После доработки 08.08.2019

Принята к публикации 13.08.2019

При эксплуатации реакторов серии КЛТ-40\* и ряда других водо-водяных ядерных реакторов в соответствии с регламентом по радиационной безопасности ядерных корабельных установок было обнаружено, что струя пара парогенератора, поступающего на турбину, содержит радионуклид  $^{16}\text{N}_7$  ( $T_{1/2} = 7,11$  с, с энергией  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma, \max} = 6,134$  МэВ и квантовым выходом  $\nu_{\gamma, \max} = 69\%$ ) (рис. 1), содержание которого в паре свидетельствует о признаке нарушения герметичности водопаропровода второго контура парогенератора, что можно обнаружить путём использования метода спектрометрии  $\gamma$ -излучения, измерения объёмной  $\gamma$ -активности пара в совокупности с методом измерения мощности дозы  $\gamma$ -излучения пара.

\*КЛТ-40 – водо-водяной ядерный реактор, разработанный в ОКБМ имени И.И. Африкантова. Изготавливался на Нижегородском машиностроительном заводе. Указанный тип реакторов широко используется на ледоколах и плавучих энергоблоках (ПЭБ).

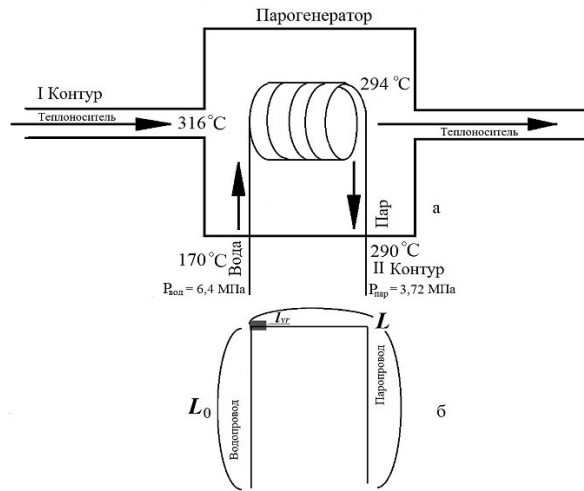
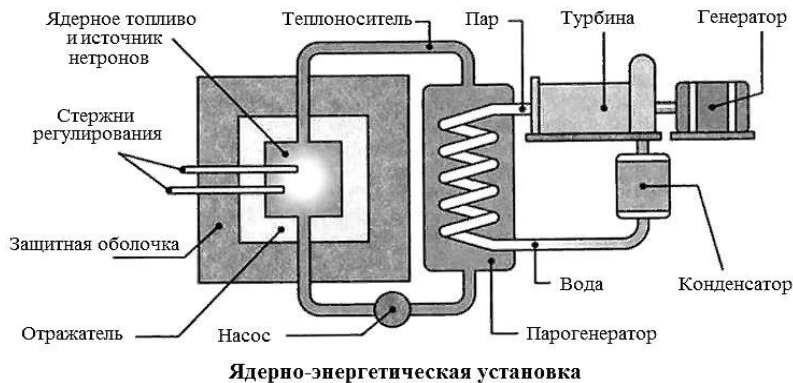


Рисунок 1 – Иллюстрация к вопросу о протечке радионуклида  $^{16}\text{N}$  из первого контура в паропровод второго – (а). К расчёту плотности пара  $\rho\text{п}(x)$  и объёмной активности  $Q\text{N}(x, t)$   $^{16}\text{N}$  в паропроводе парогенератора – (б);  $l_{vr}$  – ширина области протечки. Энергетические характеристики пара и воды приводятся из работ [1, 2] [Illustration to the issue of  $^{16}\text{N}$  radionuclide leakage from the primary circuit to the second steam line is (a). Calculation of the steam density  $\rho\text{п}(x)$  and the volume activity  $Q\text{N}(x, t)$   $^{16}\text{N}$  in the steam generator steam line is (b);  $l_{vr}$  is the width of the leak area. The energy characteristics of steam and water are given from [1, 2]

Общий принцип работы ядерного реактора на ядерной энергетической установке (ЯЭУ) и принципиальная схема парогенератора, располагающегося вертикально на ядерной установке, приводится на рисунке 2.



**Ядерно-энергетическая установка**

Рисунок 2 – Основные элементы ядерно-энергетической установки. Общая схема и принцип работы парогенератора [The main elements of the nuclear power plant. The general scheme and principle of the steam generator operation]

Во второй контур парогенератора по водопроводу поступает вода под давлением  $P_{\text{в}}$  (левая область рис. 1а), с температурой  $T_{\text{в}}$ , нагревается с образованием пара, выход которого через  $N$  спиральных паропроводов того же внутреннего диаметра осуществляется с температурой  $T_{\text{п}}$  под высоким давлением\*  $P_{\text{п}}$  [1, 2]. В процессе прохождения воды по водопроводу в парогенераторе вода нагревается до температуры насыщения пара при соответствующем давлении, испаряется на внутренней поверхности трубок парогенератора, создавая эффективную пограничную область вода-пар и, наконец, в виде перегретого пара поступает на турбину. Таким образом, на вход турбины подается пар высокого давления, перегретый относительно температуры насыщения. Зависимость температуры кипения воды (парообразования) от её давления приведена в таблице 1.

\* Такой тип парогенератора характерен для реакторов КЛТ-40 и других водо-водяных ядерных реакторов [1]

Таблица 1 – Зависимость температуры кипения воды от давления P [The dependence of the boiling point of water on pressure P]

P		tk, °C	P		tk, °C
кПа.	атм.		кПа.	атм.	
0,981	0,01	6,698	196,1	2,0	119,62
1,961	0,02	17,20	245,2	2,5	126,79
3,923	0,05	28,64	294,2	3,0	132,88
9,807	0,1	45,45	392,3	4,0	142,92
19,61	0,2	59,67	490,3	5,0	151,11
29,42	0,3	68,68	588,4	6,0	158,08
39,23	0,4	75,42	686,5	7,0	164,17
49,03	0,5	80,86	784,5	8,0	169,61
58,84	0,6	85,45	882,6	9,0	174,53
68,65	0,7	89,45	980,7	10,0	179,04
78,45	0,8	92,99	1961	20,0	211,38
88,26	0,9	96,18	2452	25,0	222,90
98,07	1,0	99,09	4903	50,0	262,70
101,3	1,033	100,00	9807	100,0	309,53
147,1	1,5	110,79	-	-	-

Используя свойство воды как несжимаемой жидкости, и учитывая, что процесс регулирования паро-водного баланса в водо-паропроводе автоматизирован, путём использования обратной связи, приходим к выводу, что избыток давления пара приведет к некоторому смещению воды относительно равновесного положения в пограничной области вода-пар, в которой температура будет изменяться в соответствии с температурой соответствующей среды. Автоматическое регулирование процесса, которое осуществляется с помощью поступления воды из уравнивательной цистерны [1], приведёт к повышению давления воды в водопроводе и обратному смещению воды в первоначальное положение. Этот флуктуационный процесс около некоторого равновесного положения в указанной пограничной области пар-вода будет происходить с некоторой частотой.

Таким образом, в пограничной области на водо-паропроводе будет постоянно изменяться температурный режим. Последнее автоматически приведёт к аналогичному изменению частоты механических напряжений водо-паропровода в этой области, последующей усталости металла и к вероятному появлению микротрещин, через которые из первого контура во второй может проникать радионуклид  $^{16}\text{N}$ , создавая, так называемую, протечку. Поскольку плотность пара существенно меньше плотности воды радиоактивный азот будет распространяться в область паровой фазы, включая и выход пара на турбину, как отмечалось выше, наличие последнего в паре с учётом радиоактивного распада, в заданной точке паропровода, может быть определено по измеренному значению мощности дозы, создаваемой указанным радионуклидом. Таким образом, для оценки рассматриваемых величин, в условиях стационарного процесса, необходимо знание плотности распределения воды  $\rho_v(T)$ , поступающей в водопровод парогенератора, как функции температуры при её переносе вдоль оси x по водопроводу (рис. 3), плотности пара  $\rho_p(T)$  как функции температуры (рис. 4) или расстояния x при его переносе вдоль оси x по паропроводу (рис. 1б) при спрямлении его спиральной части длиной L с внутренним радиусом  $R_0 = 1,5 - 2,0$  см ( $0 \leq r \leq R_0$ ).

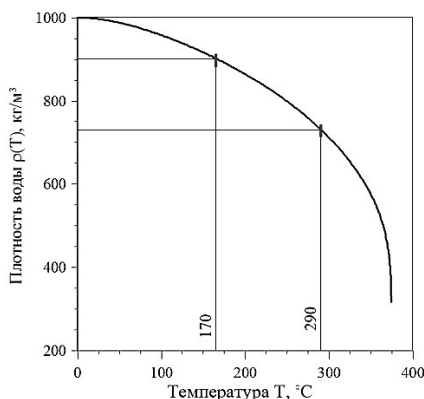


Рисунок 3 – Зависимость плотности воды  $\rho(T)$  от температуры. Область кривой между метками аппроксимируется для удобства работы параболой [The dependence of  $\rho(T)$  water density on temperature. The area of the curve between the marks is approximated for convenience by a parabola]

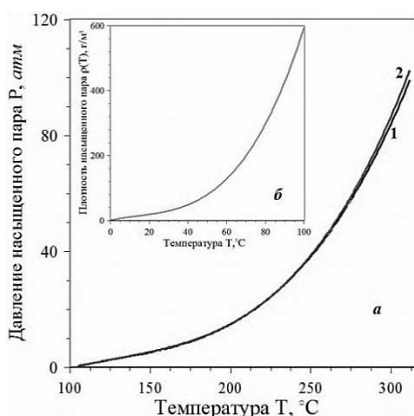


Рисунок 4 – Зависимость давления (а) и плотности (б) насыщенного пара как функции температуры. Кривая 1 (рис.4 а) приведена в единицах (атм.), кривая 2 – в единицах (кг/см<sup>2</sup>) [Dependence of pressure (a) and density (b) of saturated steam as a function of temperature. Curve 1 (Fig. 4 a) is given in units (atm.), Curve 2 is given in units (kg / cm<sup>2</sup>)]

При этом длина водопровода (вертикальная область в левой части (рис. 1б) будет составлять  $L_0$  ( $L_0 < L$ ).

Таким образом, характер зависимости плотности воды и пара как функций температуры существенно различаются: плотность воды с ростом температуры падает, а плотность пара растёт и, соответствующим образом изменяются давление воды или пара. Если принять, что рост температуры по водо-паропроводу пропорционален расстоянию  $x$ , то найдём, что при некотором  $x_L$  давление пара и воды может быть уравновешено. Тогда это значение  $x_L = L_0$  и определит эффективную длину водопровода, в пограничной области которой будет возникать протечка.

Рассмотрим особенности физического процесса переноса воды, которая подаётся в водопровод парогенератора, при начальном давлении  $P_{тр} \approx 6,1-6,4$  МПа. В результате передачи тепла от теплоносителя первого контура вода в трубопроводе парогенератора дополнительно нагревается, что приводит к уменьшению её плотности, испарению и образованию насыщенного пара, давление которого растёт с температурой, т.е. с ростом  $x$ . Таким образом, при формулировке задачи переноса воды в трубопроводе необходимо учитывать её движение с заданной скоростью, определяемое начальным давлением и плотностью, уменьшение плотности воды с ростом температуры и её испарение. Поэтому, полагая, что поперечная скорость переноса воды на стенки трубопровода равна нулю, стационарное уравнение, учитывающее эти физические процессы для частицы воды массой  $m = \rho(T)V_B$ , занимающей объём  $V_B = \pi R_0^2 L_0$ , в цилиндрической геометрии будет выглядеть следующим образом:

$$v_b \frac{d\rho_b}{dx} = \frac{G}{V_b} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ rK_b(r, T) \frac{\partial \rho_b}{\partial r} \right] - u_n(T) \frac{S_b}{V_b}, \quad (1)$$

где  $v_b$  – скорость переноса воды по водопроводу;  $G$  – генерация воды (нагнетание воды под давлением см. рис.1а,  $G = \text{const.}$ ), [кг/с];  $K(r, T)$  – коэффициент турбулентной диффузии воды в водопроводе;  $u_n(T)$  – скорость испарения воды или скорость генерации пара, [кг/м<sup>2</sup>с];  $S_b = 2\pi R_0 L_0$  – площадь испарения воды. Поскольку площади испарения  $S_b$  воды и занимаемый ею объём  $V_b$  являются характеристиками одного и того же объёма среды, то их отношение  $S_b/V_b = 2/r_0$ . Если спираль паропровода представить горизонтальным участком (см. рис. 1б), а изменение температуры в среде второго контура парогенератора аппроксимировать некоторой линейной функцией, зависящей от  $x$ :

$$T(x) = 170 + 120x/(L_0+L) \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (2)$$

в которой  $x$  удовлетворяет неравенству  $0 \leq x \leq (L_0 + L)$ , то граничные условия задачи, удовлетворяющие температурному распределению воды в парогенераторе, будут выглядеть следующим образом:

$$\rho_b(x, r, T)|_{x=0} = \rho_b(T = 170 \text{ } ^\circ\text{C}), \quad (3)$$

$$\rho_b(x, r, T)|_{r=R_0} = \rho_{\text{тр}}(x, R_0, T(x)), \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial \rho_b}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (5)$$

При этом температура воды в граничном условии (3) будет соответствовать температуре её входа в парогенератор (рис. 1а), а её плотность  $\rho_b(T)$  определится плотностью, представленной на рисунке 3, при температуре  $T = 170 \text{ } ^\circ\text{C}$ . Граничное условие (4) будет характеризовать плотность воды, которая изменяется как функция расстояния  $x$  в соответствии с принятой линейной зависимостью температуры  $T$  от расстояния  $x$ , определяемой формулой (2), в водо-паропроводе в соответствии с выделенной областью на рисунке 3.

Граничное условие (5) соответствует условию экстремума в плотности распределении воды в водопроводе в силу свойства её радиальной симметрии. Оценка скорости переноса воды массой  $m$  по водопроводу может быть получена из условия равенства кинетической и потенциальной энергий давления воды на входе второго контура парогенератора  $P_{\text{тр}} V_b / N = m v_b^2 / 2$ , где  $N$  – число водопроводов в пакете. Уточним физический смысл этого равенства. Потенциальная энергия может быть затрачена: на совершение работы против сил трения воды о стенки трубы водопровода, на кинетическую энергию при перемещении частиц жидкости (воды) по водопроводу со скоростью  $v_b$  и изменение внутренней энергии среды (опять же воды), например, в результате изменения её температуры за счёт трения, т.е.:  $P_{\text{тр}} V_b = A_{\text{тр}} + E_{\text{кин}} + U_{\text{вн}}$ . Но поскольку температура теплоносителя первого контура значительно больше температуры воды на входе, второго контура (рис.1а), постольку вода в трубках второго контура испаряется в области стенок, а её основная масса находится в тонкой паровой оболочке и переносится без трения, поэтому первым слагаемым можно пренебречь. По этой же причине можно пренебречь и третьим слагаемым, учитывая, что изменение внутренней энергии воды осуществляется, в основном, за счёт передачи тепла теплоносителем первого контура второму (см. рис. 1а и рис. 2). Отсюда и

возникает указанное равенство. Поэтому, учитывая свойство воды как несжимаемой жидкости, будем считать её скорость в каждой трубке водопровода постоянной величиной, определяемой выражением:

$$v_v = \sqrt{2P_{гр}/[N \cdot \rho_{гр}(T=170)]}. \quad (6)$$

В формуле (6)  $\rho_v(T)$  в диапазоне температур  $170 \text{ }^\circ\text{C} \leq T \leq 290 \text{ }^\circ\text{C}$  будет определяться зависимостью, приведенной на рисунке 3, а изменение температуры с расстоянием  $x$  – формулой (2). Зависимость скорости испарения или генерации пара (испарения с единицы поверхности,  $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ) как функции температуры  $u_n(T)$ , определяющей в уравнении (1) уменьшения массы воды или её плотности, представлена на рисунке 5 [3].

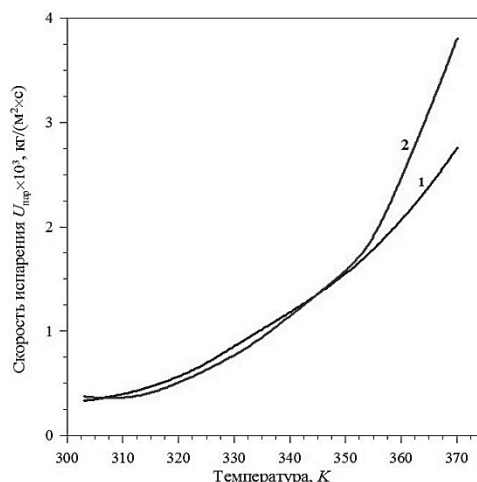


Рисунок 5 – Зависимость скорости испарения водяного пара дистиллированной воды от температуры: 1 – результат теоретической оценки, 2 – результат эксперимента [3] [Dependence of the rate of evaporation of distilled water water vapor on temperature: 1 is the result of theoretical evaluation, 2 is the result of the experiment [3]

Кроме того, расчётные оценки скорости испарения пара  $u_n(T)$  при изменении температуры от  $T_0$  до  $T$  (К) могут быть найдены по формуле Клапейрона-Клазиуса:

$$u_n(T) = u_n(T_0) \cdot \exp \left[ -\frac{\Lambda m_n}{R} \left( \frac{T_0 - T}{TT_0} \right) \right], \quad (7)$$

где  $\Lambda$  – удельная теплота парообразования, которая также зависит от температуры;

$m_n$  – масса пара;

$T_0$  – начальная температура, например,  $T_0 = 170 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Полная зависимость  $\Lambda(T)$  в диапазоне температур  $0 \leq T \leq 374 \text{ }^\circ\text{C}$  приводится в таблице 2. Зависимость (7) показывает, что с ростом температуры ( $T > T_0$ ) скорость испарения воды увеличивается.

Анализ уравнения (1) показывает, что в трубках водо-паропровода указанного радиуса масштаб турбулентности ограничен и не может быть больше внутреннего радиуса трубки. Поэтому вторым слагаемым в правой части уравнения (1), характеризующим турбулентность потока воды, распространяющейся по водопроводу, в первом приближении, при оценке плотности воды можно пренебречь. Тогда, подставляя в формулу (1) выражение (6), после несложных преобразований вместо (1) получим уравнение (8), решение которого определится выражением (9):

$$\frac{d\rho_{\text{в}}}{\sqrt{\rho_{\text{в}}}} = \left( \frac{G}{V_{\text{в}}} - u_{\text{н}}(T) \frac{2}{r_0} \right) \frac{dx}{\sqrt{2P_{\text{гп}}/N}}, \quad (8)$$

$$\rho_{\text{в}}(x, T) = \left[ \frac{1}{2\sqrt{2P_{\text{гп}}/N}} \left( \frac{G}{V_{\text{в}}} x - \int_0^x u_{\text{н}}[T(x')] \frac{2}{r_0} dx' \right) + C \right]^2, \quad (9)$$

где постоянная  $C$  определяется через граничное условие (3), т.е. значение плотности воды из рисунка 3 при  $T = 170 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x = 0$  ( $C = \sqrt{\rho_{\text{гп}}(T = 170)}$ ), а зависимость температуры в выражении скорости испарения воды  $u_{\text{н}}(T)$  и удельной теплоты парообразования, определяемых формулой (7) и данными таблицы 2, от координаты  $x$  определяется выражением (2).

Таблица 2 – Значения удельной теплоты парообразования воды при разных температурах [Values of specific heat of water vaporization at different temperatures]

Температура $^\circ\text{C}$	Удельная теплота парообразования	Температура $^\circ\text{C}$	Удельная теплота парообразования $\Lambda(T)$ , МДж/кг
0	2,45	250	1,71
50	2,38	300	1,38
100	2,26	350	0,88
150	2,12	374	0
200	1,96	-	-

Из полученного выражения (9) следует, что поскольку скорость испарения воды с ростом температуры увеличивается, то второе слагаемое в круглых скобках в (9) будет расти значительно быстрее (экспоненциально) по сравнению с первым слагаемым с ростом  $x$ . Это приведёт к тому, что при некотором  $x$  плотность протекающей по водопроводу воды с ростом температуры будет уменьшаться, что не противоречит графику, приведённому на рисунке 3. Тогда, полагая постоянной скорость переноса воды по водопроводу, поскольку её перенос происходит без трения (этому способствует процесс парообразования на внутренней поверхности трубок парогенератора), давление воды с ростом  $x$ , т.е. с ростом температуры, определяемой уравнением (2), будет также уменьшаться пропорционально плотности воды.

$$P_{\text{в}}[T(x)] = \rho_{\text{в}}[T(x)]v_{\text{в}}^2/2. \quad (10)$$

При формулировке уравнения переноса пара по паропроводу, также необходимо учитывать радиальный диффузионный член, полагая, что перенос пара имеет характер турбулентного потока, который будет определяться адвективной составляющей вдоль оси паропровода, который мы представили прямолинейным отрезком, расположенным горизонтально, скоростью генерации пара и его временем жизни (в паропровode) до выброса на турбину. Однако, диффузионным членом в направлении переноса, очевидно, также можно пренебречь, учитывая, что скорость переноса за счёт турбулентной диффузии пара значительно меньше его скорости, обусловленной адвективной составляющей. Таким образом, если обозначить массу пара через  $m_{\text{п}} = \rho_{\text{п}} \cdot V_{\text{пп}}$ , где  $V_{\text{пп}}$  – внутренний объём паропровода ( $V_{\text{пп}} = \pi R_0^2 \cdot L$ ), то уравнение переноса для плотности пара по паропроводу (в цилиндрической геометрии) при его радиальной (поперечной) скорости равной нулю будет иметь вид.

$$\frac{d\rho_{\text{п}}}{dt} + v_{\text{п}} \frac{d\rho_{\text{п}}}{dx} - u_{\text{н}} \frac{S_{\text{п}}}{V_{\text{пп}}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ rK_{\text{п}}(r) \frac{\partial \rho_{\text{п}}}{\partial r} \right] - \frac{\rho_{\text{п}}}{\tau_{\text{п}}}, \quad (11)$$

где  $v_n$  – продольная скорость переноса пара по паропроводу;  $u_n$  – ранее определённая формулой (7) скорость генерации пара;  $S_n$  – площадь парообразования ( $S_n \sim 2\pi R_0 L_0$ );  $K_n(r)$  – коэффициент турбулентной диффузии пара;  $\tau_n = L/v_n$  – время «жизни» пара в трубопроводе\*;  $L$  – длина паропровода. Граничные условия определяются, исходя из следующих соображений.

Значение плотности пара в пограничной области  $\rho_n(L_0)$ , т.е. при  $x = L_0$ , можно найти, используя условия равенства давления воды и пара в этой области при заданной температуре, т.е.  $P_b|_{x=L_0} = P_n|_{x=L_0}$ . Поскольку давление воды при найденной зависимости плотности воды от температуры (координаты  $x$ ), определено выражениями (2), (9), (10), то рассматривая пар как идеальный газ и используя уравнение Клапейрона-Менделеева, найдём, что:

$$\rho_n [T(x)]|_{x=L_0} = \rho_b [T(x)] \frac{v_b^2}{2RT(x)} \Big|_{x=L_0}, \quad (12)$$

где  $v_b = \text{const.}$ , определенная формулой (6), зависимость  $T(x)$  – выражением (2), а  $\rho_b [T(x)]$  – формулой (9). Ниже будет показано, как конкретно воспользоваться условием (12) для определения значения  $x = L_0$ . Пренебрегая потерями тепла в металлической трубе паропровода, будем полагать, что температурное распределение в паре паропровода будет определяться распределением вида (2), которое и будет определять граничное условие (13):

$$\rho_n(x, r, T)|_{r=R_0} = \rho_n(x, R_0, T(x)), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (14)$$

Граничное условие (14) также будет соответствовать условию экстремума в плотности распределении пара в паропроводе в силу свойства её радиальной симметрии.

Для строгого определения коэффициента турбулентной диффузии  $K_n(r, x)$  необходимо рассматривать систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных типа уравнений Рейнольдса [4], описывающих перенос той или иной среды в соответствующих условиях, что существенно усложнит расчёты. Поэтому, ограничиваясь стационарными условиями переноса пара, сравним по модулю второй член в левой части уравнения (11), определяющий адвективную составляющую скорости выброса газа из паропровода, и первый член в правой части этого же уравнения, определяющий скорость турбулентной диффузии при переносе. Для оценки указанных величин, полагая, что характерные приращения  $dx \sim dr \approx r \approx R_0$ , необходимо учитывать, что масштаб турбулентных пульсаций также не может быть больше максимального радиуса паропровода  $R_0$ . В этом случае коэффициент турбулентности  $K_n(r)$  можно оценить величиной равной  $K_n(r) \approx (R_0 v_n / L)^2 \cdot L / v_n$ . При этих условиях для элемента массы пара  $\Delta m$  будет выполняться неравенство  $v_n \gg v_n(R_0/L)$ , что совершенно справедливо, поскольку  $R_0/L \ll 1$ . Таким образом, полагая, что выполняется неравенство:

\* При понижении температуры время жизни пара будет определяться временем, которое необходимо для его конденсации, т.е. будет зависеть от температуры среды.



$$\left| v_n \frac{d\rho_n}{dx} \right| \gg \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r K_n(r) \frac{\partial \rho_n}{\partial r} \right] \right|, \quad (15)$$

вместо уравнения (11) с учётом выражения для плотности пара получим следующее уравнение для его плотности:

$$v_n \frac{d\rho_n}{dx} = u_n \frac{S_n}{V_{np}} - \frac{\rho_n}{L} v_n, \quad (16)$$

В данном уравнении скорости как переноса пара  $v_n$ , так и его генерации (при испарении воды)  $u_n$  зависят от его температуры и давления. В качестве оценки скорости переноса пара можно воспользоваться формулой Сен-Венана, определяющей истечение газа из резервуара в атмосферу как функции его температуры и давления [5, 6]:

$$v_n = \sqrt{[2k/(k-1)]RT_n [1 - P_{at}/P_n]^{k-1}}, \quad (17)$$

где  $k$  – постоянная адиабаты водяного пара;

$R$  – газовая постоянная (Дж/моль·К);

$T_n$  – температура пара на выходе из паропровода (К);  $P_{at}$  – атмосферное давление;

$P_n$  – давление пара на выходе из паропровода. Решение уравнения (16) имеет вид:

$$\rho_n(x) = L \frac{u_n}{v_n} \frac{2}{r_0} [1 - \exp(-x/L)] + \rho_n(L_0) \exp(-x/L), \quad (18)$$

где  $u_n(T)$  определено формулой (7), а  $v_n(T)$  – формулой (17). Решение (18) будет полностью справедливо при «квазистационарном» приближении изменения скорости генерации пара и скорости его переноса как функций температуры  $T(x)$ , т.е. когда функции  $u_n[T(x)]$  и  $v_n[T(x)]$  или их отношение слабо зависят от  $x$ . Если последнее справедливо, то величину  $\rho_n(L_0)$  можно определить по результатам измерений параметров пара при его выходе на турбину, т.е. при  $x = L$ . Действительно, в этой точке могут быть измерены давление пара, его температура, по данным рисунка 5, таблицы 2, формулам (7) и (17) параметры  $u_n(T)$ ,  $v_n(T)$ , а по уравнению Клапейрона-Менделеева, рассматривая пар как идеальный газ, определена плотность пара  $\rho_n(L)$ . Таким образом из уравнения (18) при  $x = L$  может быть найдена постоянная  $\rho_n(L_0)$ . При этом граничное условие (12) превращается в уравнение:

$$\rho_n[L_0] - \rho_n[T(x)] \frac{v_n^2}{2RT(x)} \Big|_{x=L_0} = 0.$$

Решение этого уравнения, например, методом касательных или путём подбора определённого значения  $x$ , удовлетворяющего решению уравнения, позволит найти искомое значение пограничной области  $L_0$  или области протечки.

Поскольку период полураспада  $^{16}\text{N}$  весьма мал, то при формулировке уравнения переноса радиоактивного азота  $^{16}\text{N}_7$  по паропроводу необходимо рассматривать его во времени, учитывая локальную генерацию в пограничной области вода-пар, уменьшение в результате радиоактивного распада и, кроме того, наличие радиоактивного азота в объёме пара, распространившегося в последнем в предыдущие моменты времени. При этом величина плотности пара определится решением (18) уравнения (16). Объёмная активность радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$ , содержащегося в паровой фазе, и выходящего на турбину  $Q_M(L)$  может быть определена путём её измерения на выходе за определённый

промежуток времени  $\tau_N$ , за который определяют и выход массы пара  $m_n$  (воды). Тогда отношение  $Q_N(L)/m_n(L) = \alpha$ , определит размерный коэффициент  $\alpha$  (Ки/кг), в области выхода пара на турбину, т.е. при  $x = L$ .

Генерация радиоактивного азота, аналогично выбросам из вендруб радионуклидов ИРГ в атмосферу [7], может быть представлена мощностью вброса  $^{16}\text{N}_7$  в паровую фазу, которая определяется следующим выражением:

$$P_B = G \cdot Q_{0\text{пр}}, \quad (19)$$

где  $G$  – секундный расход [ $\text{м}^3/\text{с}$ ] или [л/час];

$Q_{0\text{пр}}$  – объёмная активность радиоактивного азота [Ки/ $\text{м}^3$ ] или [Бк/л].

Если объёмную активность  $^{16}\text{N}_7$  измерить на выходе из паропровода, то в его начальной точке ( $x = L_0$ ), т.е. в области его генерации, значение начальной объёмной активности  $Q_{0\text{пр}}$  может быть найдено с поправкой на радиоактивный распад  $^{16}\text{N}_7$ . Секундный расход  $G$  вброса радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$  в паровую фазу в пограничной области вода-пар представляет собой произведение площади пограничной области паропровода  $S_{\text{пг}} = 2\pi R_0 l_{\text{вр}}$ , где  $l_{\text{вр}}$  – ширина пограничной области вода-пар (water-vapour region), на скорость выхода радиоактивного азота из трещин  $U_{\text{г}}$ , представляющей собой искомую величину:

$$G = 2\pi R_0 l_{\text{вр}} \cdot U_{\text{г}}. \quad (20)$$

Величину  $l_{\text{вр}}$  можно оценить по показанию расходомера, т.е. по величине продвижения «хода» воды в трубе водопровода на его начальном участке при флуктуации в нём давления воды, которое также может быть измерено по показанию манометра. Действительно, если при некотором давлении воды  $P_{\text{в},1}$  мы нашли соответствующее значение  $x_1 = L_0$ , при котором граничное условие (12) представляет собой уравнение, то при давлении воды  $P_{\text{в},2} > P_{\text{в},1}$ , аналогично, измеряя соответствующие параметры, найдём, что они характерны для значения  $x_2 = L_0 + l_{\text{вр}}$ . При этом величина  $l_{\text{вр}} = x_2 - x_1$  будет зависеть от разности измеряемых давлений воды. Значение объёмной активности радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$   $Q_{0\text{пр}}$  при его генерации через пограничную область паропровода должно определяться его объёмной активностью в объёме парогенератора (см. рис.1), из которого через трещины пограничной области вода-пар он поступает во второй. Поскольку величина  $Q_{0\text{пр}}$  тоже неизвестна, то общее произведение, определяемое формулой (19), будет в общем случае представлять собой искомую постоянную  $P_B$ . В этом случае перенос радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$  в паропроводе может быть описан следующим уравнением:

$$\frac{dQ_N}{dt} = P_B \{ \eta(x - L_0) - \eta[x - (L_0 + l_{\text{вр}})] \} - v_{\text{п}} V_{\text{тр}} \alpha \frac{d\rho_{\text{п}}}{dx} - \lambda Q_N, \quad (21)$$

где  $L_0$  – длина водопровода. В уравнении (21) первый член в правой части описывает генерацию радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$  в пограничной области вода-пар шириной  $l_{\text{вр}} \ll L_0$ ;  $\eta(x)$  – единичная функция; второй – убыль радиоактивного азота, содержащегося в паре, за счёт выноса последнего по паропроводу на турбину, третий – убыль радионуклида за счёт радиоактивного распада азота  $^{16}\text{N}$  с постоянной распада  $\lambda$ . Вынос радиоактивного азота с паром из паропровода, представленного вторым членом в формуле (21), зависит от адвективной скорости, определяемой формулой (17), для азота, строго говоря, должен быть несколько отличным от пара, поскольку постоянная адиабаты в формуле (17) для азота и пара отличаются [8, 9] (табл. 3).

Таблица 3 – Показатели адиабаты  $k$  для различных температур и газов [Indicators of adiabat  $k$  for various temperatures and gases] [8, 9]

темп.	газ	k	темп.	газ	k	темп.	газ	k
-181 °C	H2	1,597	200 °C	сухой воздух	1,398	20 °C	NO	1,400
-76 °C		1,453	400 °C		1,393	20 °C	N2O	1,310
20 °C		1,410	1000 °C		1,365	-181 °C	N2	1,470
100 °C		1,404	2000 °C		1,088	15 °C		1,404
400 °C		1,387	0 °C	CO2	1,310	20 °C	Cl2	1,340
1000 °C		1,358	20 °C		1,300	-115 °C	CH4	1,410
2000 °C		1,318	100 °C		1,281	-74 °C		1,350
20 °C		He	1,660		400 °C	1,235		20 °C
20 °C	H2O насыщенный водяной пар	1,330	1000 °C		1,195	15 °C	NH3	1,310
100 °C		1,324	20 °C		CO	1,400	19 °C	Ne
200 °C	1,310	-181 °C	O2		1,450	19 °C	Xe	1,660
-180 °C	Ar	1,760			-76 °C	1,415	19 °C	Kr
20 °C		1,670		20 °C	1,400	15 °C	SO2	1,290
0 °C	сухой воздух	1,403		100 °C	1,399	360 °C	Hg	1,670
20 °C		1,400		200 °C	1,397	15 °C	C2H6	1,220
100 °C		1,401		400 °C	1,394	16 °C	C3H8	1,130

Поскольку в формуле (17) давление пара (см. рис. 1) значительно больше атмосферного давления, то скорости выхода пара и азота  $^{16}\text{N}$  будут, в основном, определяться их температурой и значением постоянной адиабаты. Поэтому, используя данные табл.3 для азота и насыщенного пара при  $T = 20\text{ °C}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ) и  $T = 15\text{ °C}$  ( $\text{N}_2$ ), найдём, что относительная погрешность скорости выброса азота  $^{16}\text{N}$  относительно пара составит не больше 7%, т.е. в пределах погрешности измерения скорости выброса пара. Последнее позволяет принять, это отличие незначительным и считать, что и вынос радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$  из паропровода происходит со скоростью выноса пара.

Решение уравнения (21) найдём, используя метод преобразования Лапласа [10], представляя функцию  $Q_N(x, t)$  в виде изображения  $F(x, p)$ , определяемого выражением:

$$F(x, p) = \left\{ P_b \{ \eta(x - L_0) - \eta[x - (L_0 + l_{vr})] \} + v_n V_{np} \alpha \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{np}} \right] \exp(-x/L) \right\} / p(p + \lambda) + Q_N(L_0)/(p + \lambda),$$

а искомый оригинал – решением уравнения (21), которое при  $L_0 \leq x \leq L$  принимает вид:

$$Q_N(x, t) = \frac{\left\{ P_b \{ \eta(x - L_0) - \eta[x - (L_0 + l_{vr})] \} + v_n V_{np} \alpha \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{np}} \right] \exp(-x/L) \right\}}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] + Q_N(L_0) \exp(-\lambda t). \quad (22)$$

При найденной функции объёмной активности пара  $Q_N(x, t)$  и плотности пара, определяемой формулой (18), целесообразно уточнить ранее введённый параметр  $\alpha$ , который был получен на выходе паропровода в точке  $x = L$ , исключая протечку, поскольку  $P_b(x) \notin [(L_0 + l_{vr}) \leq x \leq L]$ , в момент времени, соответствующий выходу пара из паропровода на турбину  $t = \tau_n = L/v_n$ :

$$\alpha = \frac{Q_N(L, \tau_n)}{m_n(L)} = \frac{v_n V_{np} \alpha \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{np}} \right] [1 - \exp(-\lambda \tau_n)]}{\left( L \frac{u_n S_n}{v_n} [e - 1] + V_{np} \rho_n(L_0) \right) \lambda} + \frac{Q_N(L_0) \exp(1 - \lambda \tau_n)}{L \frac{u_n S_n}{v_n} [e - 1] + V_{np} \rho_n(L_0)},$$

где  $e$  – основание натурального логарифма.

Если из полученного уравнения найти параметр  $\alpha$  [Ки/кг], то, таким образом, найдём, что этот параметр действительно зависит от начальных значений пара, объёмной активности, давления воды, скорости переноса, т.е. давления и температуры в паропроводе и скорости генерации пара, что и предполагалось при его определении.

$$\alpha = Q_N(L_0) \exp(1 - \lambda \tau_n) / \left\{ \left( L \frac{u_n}{v_n} S_n [e - 1] + V_n \rho_n(L_0) \right) - v_n V_{тр} \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n}{v_n} \frac{S_n}{V_{тр}} \right] \frac{[1 - \exp(-\lambda \tau_n)]}{\lambda} \right\} \quad (23)$$

С другой стороны, если  $\rho_n(x)$  – плотность распределения радиоактивного пара в паропроводе, а  $Q_N(x, t)$  – функция распределения объёмной активности в паропроводе (Ки), то величина мощности дозы, создаваемой пакетом паропроводов с радиоактивным азотом  $^{16}\text{N}$  в некоторой заданной точке  $P(x_0, y_0, z_0)$  с учётом поправок на плотность пара в коэффициентах передачи энергии и линейного ослабления, определится функционалом, заданным на поле решений относительно распределения радиоактивной примеси, и будет содержать мощность вброса  $^{16}\text{N}$ , т.е. (**протечку**)  $P_B$  (Ки/с).

$$D'_N(x_0, y_0, z_0) = N K E_N v_N(E_N) \mu_a(E_N) \int_V Q_N(x, t) B(E_N, R) \frac{\exp[-\mu(E_N)R]}{R^2} dV, \quad (24)$$

где  $N$  – число паропроводов, составляющих общий источник пара;

$K$  – размерный коэффициент ( $K = 1,456 \cdot 10^3$  мЗв/час);

$E_N$  – энергия  $\gamma$ -излучения (МэВ);

$v_N$  – квантовый выход  $\gamma$ -излучения азота  $^{16}\text{N}$ ;

$\mu, \mu_a$  – линейный коэффициент и коэффициент передачи энергии  $\gamma$ -излучения ( $\text{м}^{-1}$ ) соответственно;

$B(E_N, R)$  – фактор накопления  $\gamma$ -излучения;

$R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$  (м);

$x, y, z$  – текущие координаты;

$x_0, y_0, z_0$  – координаты точки наблюдения,  $dV = dx dy dz$ ;

$V$  – область определения функции.

Сравнивая измеренную величину мощности дозы, создаваемой  $\gamma$ -излучением азота  $^{16}\text{N}$  в некоторой точке  $P(x_0, y_0, z_0)$  на выходе пара на турбину, и, её численное значение по формуле (24), мы определим **искомую величину протечки**  $P_B$ . Если оценку мощности дозы проводить в точке выхода пара из паропровода при  $x = L, y = 0; z = 0$ , то фактор накопления  $B(E_N, R)$  можно принять равным 1,  $R = x - L, dV = S dx; S = \pi R_0^2; L_0 \leq x \leq L$ ; для  $t = \tau_n = L/v_n$ , тогда вместо выражения (24) получим следующее:

$$D'_N(L, L/v_n) = N K E_N v_N(E_N) \mu_a \cdot (\bar{\rho}_{пар} / \rho_{возд}) S \int_{L_0}^{L-L} Q_N(x, t) \frac{\exp[-\mu \cdot (\bar{\rho}_{пар} / \rho_{возд}) (x - L)]}{(x - L)^2} dx, \quad (25)$$

в котором  $Q_N(x, t)$  определена формулой (21), в которой множитель  $(\bar{\rho}_{пар} / \rho_{возд})$  при коэффициентах линейного  $\mu$  ослабления и передачи энергии  $\mu_a$  учитывает особенности переноса  $\gamma$ -излучения в паре, в момент времени  $t = L/v_n$ . Подставляя в (25) выражение  $Q_N(x, t)$ , определённое формулой (21), и проводя замену  $x - L = U, a = \mu \cdot (\bar{\rho}_{пар} / \rho_{возд}), b = 1/L$ , после несложных преобразований получим:

$$D'_N\left(L, \frac{L}{v_n}\right) = NKE_N v_N(E_N) \mu_a \cdot \left(\bar{\rho}_{\text{пар}}/\rho_{\text{возд}}\right) S \times \left\{ \begin{aligned} & \frac{\left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right]}{\lambda} P_n \times \int_{L_0-L}^{L_0+l_{vr}-L} \{\eta(U) - \eta[U - l_{vr}]\} \frac{\exp(-aU)}{U^2} dU + \\ & + v_n \frac{V_{\text{пр}} \alpha}{\lambda} \left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right] \left[\frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{\text{пр}}}\right] e^{-1} \times \int_{L_0-L}^{L_0} \frac{\exp[-(a+b)U]}{U^2} dU + \\ & + Q_N(L_0) \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right) \times \int_{L_0-L}^{L_0} \frac{\exp(-aU)}{U^2} dU. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Выполняя интегрирования подынтегральных выражений, в соответствии с [11, 12],

$$\int_{U_1}^{U_2} \frac{\exp(-aU)}{U^2} dU = \left( \frac{\exp(-aU)}{U} + aEi(-aU) \right) \Big|_{U_1}^{U_2},$$

где  $Ei(x)$  – интегральная показательная функция [13] и, учитывая область интервала, на котором единичная функция в первом слагаемом в правой части выражения (26) отлична от нуля ( $L_0 \leq x \leq L_0 + l_{vr}$ ), находим:

$$D'_N\left(L, \frac{L}{v_n}\right) = NKE_N v_N(E_N) \mu_a \cdot \left(\bar{\rho}_{\text{пар}}/\rho_{\text{возд}}\right) S \times \left\{ \begin{aligned} & \frac{\left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right]}{\lambda} P_n \times \left\{ \left( \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)} + aEi[-a(L_0-L)] \right) - \right. \\ & \left. - \left( \frac{\exp[-a(L_0+l_{vr}-L)]}{(L_0+l_{vr}-L)} + aEi[-a(L_0+l_{vr}-L)] \right) \right\} + \\ & + v_n \frac{V_{\text{пр}} \alpha}{\lambda e} \left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right] \left[\frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{\text{пр}}}\right] \times \left\{ \left( \frac{\exp[-(a+b)(L_0-L)]}{(L_0-L)} + (a+b) \times \right. \right. \\ & \times Ei[-(a+b)(L_0-L)] - \left( \frac{\exp[-(a+b)L_0]}{L_0} + (a+b)Ei[-(a+b)L_0] \right) \left. \right\} + Q_N(L_0) \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right) \times \\ & \times \left\{ \left( \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)} + aEi[-a(L_0-L)] \right) - \left( \frac{\exp[-aL_0]}{L_0} + aEi[-aL_0] \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где  $e$  – основание натурального логарифма.

Полученное решение задачи (27), позволяет непосредственно найти искомое значение протечки  $P_{\text{в}}$ , которое представлено множителем в первом слагаемом выражений (27) и (28).

$$\frac{D'_N\left(L, \frac{L}{v_n}\right)}{NKE_N v_N(E_N) \mu_a \cdot \left(\bar{\rho}_{\text{пар}}/\rho_{\text{возд}}\right) S} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{\left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right]}{\lambda} P_n \times A_1 + \\ & + v_n \frac{V_{\text{пр}} \alpha}{\lambda e} \left[1 - \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right)\right] \left[\frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{\text{пр}}}\right] \times A_2 + \\ & + Q_N(L_0) \exp\left(-\lambda \frac{L}{v_n}\right) \times A_3 \end{aligned} \right\}, \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= \left\{ \left( \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)} + aEi[-a(L_0-L)] \right) - \left( \frac{\exp[-a(L_0+l_{vr}-L)]}{(L_0+l_{vr}-L)} + aEi[-a(L_0+l_{vr}-L)] \right) \right\}; \\ A_2 &= \left\{ \left( \frac{\exp[-(a+b)(L_0-L)]}{(L_0-L)} + (a+b) \times Ei[-(a+b)(L_0-L)] \right) - \left( \frac{\exp[-(a+b)L_0]}{L_0} + (a+b)Ei[-(a+b)L_0] \right) \right\}; \\ A_3 &= \left\{ \left( \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)} + aEi[-a(L_0-L)] \right) - \left( \frac{\exp[-aL_0]}{L_0} + aEi[-aL_0] \right) \right\}. \end{aligned}$$

При этом параметр  $P_{\text{в}}$ , определяемый формулами (19) и (20) ( $P_{\text{в}} = Q_N(L_0) 2\pi R_0 l_{vr} \cdot U_{\Gamma}$ ), непосредственно определится выражением:

$$\lambda \frac{\left\{ \frac{D'_N \left( L, \frac{L}{v_n} \right)}{NKE_N v_N (E_N) \mu_a \cdot (\bar{\rho}_{\text{пар}} / \rho_{\text{возд}}) S} - \left( v_n \frac{V_{\text{тр}} \alpha}{\lambda e} \left[ 1 - \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \right] \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{\text{тр}}} \right] \times A_2 + Q_N(L_0) \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \times A_3 \right\}}{\left[ 1 - \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \right]} = \quad (29)$$

$$= P_b \cdot A_1 = Q_N(L_0) \cdot 2\pi R_0 U_r \times l_{vr} \cdot \left\{ \left( \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)} + aEi[-a(L_0-L)] \right) - \left( \frac{\exp[-a(L_0+l_{vr}-L)]}{(L_0+l_{vr}-L)} + aEi[-a(L_0+l_{vr}-L)] \right) \right\}.$$

При анализе формулы (29) следует обратить внимание на то, что произведение ширины протечки  $l_{vr}$  на коэффициент  $A_1$  является функцией  $l_{vr}$ , но поскольку  $l_{vr} \ll |L_0 - L|$  то первый член во втором слагаемом в правой части выражения (29) можно разложить в ряд Тейлора. Тогда, ограничиваясь первыми двумя членами разложения и пренебрегая  $l_{vr}$  по сравнению с  $|L_0 - L|$  в аргументе второго слагаемого, после несложных преобразований получим:

$$\lambda \frac{\left\{ \frac{D'_N \left( L, \frac{L}{v_n} \right)}{NKE_N v_N (E_N) \mu_a \cdot (\bar{\rho}_{\text{пар}} / \rho_{\text{возд}}) S} - \left( v_n \frac{V_{\text{тр}} \alpha}{\lambda e} \left[ 1 - \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \right] \left[ \frac{\rho_n(L_0)}{L} - \frac{u_n S_n}{v_n V_{\text{тр}}} \right] \times A_2 + Q_N(L_0) \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \times A_3 \right\}}{\left[ 1 - \exp \left( -\lambda \frac{L}{v_n} \right) \right]} = \quad (30)$$

$$= P_b \cdot A_1 = Q_N(L_0) \cdot 2\pi R_0 U_r \cdot l_{vr} \times \left\{ \frac{\exp[-a(L_0-L)]}{(L_0-L)^2} [a(L_0-L)+1] \cdot l_{vr} \right\}.$$

При вычислении параметра  $P_b$  ширину протечки  $l_{vr}$ , необходимо задать (априори) или определить по показанию расходомера, как указывалось ранее, после чего и вычислять  $P_b$ .

Следует отметить, что ширину протечки или её площадь можно уменьшить, повышая чувствительность обратной связи автоматизированной системы паропровод – вода. Действительно, повышение чувствительности детекторов, регулирующих этот процесс, приведет к уменьшению «хода» (флуктуации) воды в пограничной области вода-пар, что, естественно, приведёт к уменьшению ширины протечки  $l_{vr}$  и, в конечном итоге, её площади.

Определяя величину  $P_b$ , и, используя формулу (23), при заданном параметре  $\alpha$ , находим начальную объёмную активность азота  $^{16}\text{N}$   $Q_N(L_0) = Q_{0\text{пр}}$ . Далее воспользовавшись формулами (19) и (20), находим секундный расход  $G = 2\pi R_0 l_{vr} \cdot U_r$  или, при заданной  $l_{vr}$ , величину скорости генерации азота  $^{16}\text{N}$   $U_r$ . Следует отметить, что найденная начальная объёмная активность азота  $^{16}\text{N}$   $Q_{0\text{пр}}$  представляет собой значение объёмной активности азота в трубе паропровода. Значение же объёмной активности азота  $^{16}\text{N}$  в парогенераторе  $Q_0$ , при условии его равномерного распределения по объёму парогенератора, может быть найдено путём сравнения результатов измерений и расчётов мощности дозы от объёмного источника, представляющего собой парогенератор, на его поверхности с учётом ослабления  $\gamma$ -излучения материалом защитной оболочки, используя численные методы или метод Монте-Карло [7, 14]. При необходимости учёта неравномерного распределения азота  $^{16}\text{N}$  в объёме парогенератора, следует использовать систему стационарных нелинейных уравнений типа уравнений Рейнольдса, совместно с пространственно-временным уравнением переноса азота  $^{16}\text{N}$  [7]. Решение подобной системы позволит получить пространственное распределение радионуклида, используя которое можно уточнить характер протечки, её величину и её особенности. При этом для повышения точности и корректности измерений на присутствие азота  $^{16}\text{N}$  в парогенераторе необходимо

предварительно провести спектрометрические измерения на наличие в нём иных радионуклидов в отличие от азота  $^{16}\text{N}$ , используя для этих целей высокочувствительный спектрометр на сжатом ксеноне [15, 16] с рабочим диапазоном температур от  $-20$  до  $180$  °С. В этом случае найденное значение  $Q_{0\text{пр}}$  в паропроводе будет отличаться от вычисленного значения  $Q_0$  на величину коэффициента экстинкции, который можно представить в виде  $K_{\text{экс}} = \exp(-\lambda_{\text{пр}}t_{\text{пр}})$ , т.е. определить  $Q_{0\text{пр}}$  в виде:  $Q_{0\text{пр}} = Q_0 \cdot \exp(-\lambda_{\text{пр}}t_{\text{пр}})$ , что при известной толщине паропровода  $t_{\text{пр}}$  позволит найти постоянную экстинкции  $\lambda_{\text{пр}}$ , а в дальнейшем выбрать материал паропровода с максимальной  $\lambda_{\text{пр}}$  (наименьшим  $K_{\text{экс}}$ ). При этом величина протечки вместо (19), определится выражением:

$$P_{\text{в}} = Q_0 \cdot \exp(-\lambda_{\text{пр}}t_{\text{пр}}) \cdot 2\pi R_0 l_{\text{вр}} U_{\text{г}}. \quad (31)$$

При измерении искомых величин, таких как, например, мощность дозы, создаваемая  $^{16}\text{N}$ , его объёмная активность, плотность пара и его начальная плотность, коэффициент  $\alpha$  и т.д., следует иметь в виду, что измеряемые параметры находят с определённой погрешностью, поэтому варьируя те или иные величины в рамках погрешностей измерения указанных величин, последние всегда можно уточнить. Например, в формуле (27) величинами, подлежащими уточнению являются поверхность испарения  $S_{\text{п}}$  и начальная плотность пара  $\rho_{\text{п}}(L_0)$ , давление пара  $P_{\text{п}}$  и его температура  $T_{\text{п}}$ , ширина пограничной области вода-пар  $l_{\text{вр}}$ , длины паропровода  $L$  и водопровода  $L_0$ . Внесение поправок в эти величины даст возможность уточнить оценку искомой величины **протечки**. Однако при всех изменениях параметров значения измеряемых величин: мощности дозы и объёмной активности должны оставаться в пределах погрешности их измерений, используя это требование в качестве критерия, которому необходимо следовать. Чтобы уменьшить погрешность при измерении этих величин целесообразно использовать детекторы  $\gamma$ -излучения с высоким температурным диапазоном их работы [17]. Приведенные оценки протечки справедливы только для вида парогенератора, указанного на рисунках 1 и 2.

Таким образом, проводя измерения мощности дозы при выходе пара на турбину, и, измеряя в этой точке объёмную активность  $^{16}\text{N}$  и массу пара за время прохождения  $\tau_{\text{п}}$  по паропроводу, ширину пограничной области  $l_{\text{вр}}$  – по показанию расходомера, а также давление, температуру пара и воды и, проводя измерение мощности дозы, создаваемой азотом  $^{16}\text{N}$  в объёме первого контура, а также измерение и расчёты мощности дозы на его поверхности, на основе предложенного метода можно оценить протечку азота  $^{16}\text{N}$  во второй контур из первого, провести оценку выброса радиоактивного азота  $^{16}\text{N}$  на турбину, минимизировать его протечку путём выбора соответствующих сплавов, используемых для паропроводов в парогенераторе, и, наконец, разработать соответствующие меры радиационной безопасности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деев, В. И. Основы расчета судовых ЯЭУ / В. И. Деев, Н. В. Шукин, А. Л. Черезов ; под общей редакцией профессора В. И. Деева. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2012. – 256 с.
2. Никитин, А. Плавающие атомные станции / А. Никитин, Л. Андреев. – Доклад объединения Bellona, 2011. – Санкт-Петербург : Сезам-принт, 2011. – 48 с.
3. Воробьёв, И. Н. Экспериментальные исследования по определению значений скорости испарения и кипения / И. Н. Воробьёв, А. А. Хашенко // Молодёжный и научный форум: Естественные и медицинские науки: электронный сборник статей по материалам II Международной студенческой научно-практической конференции № 2 (2). Научный форум. – URL : [https://nauchforum.ru/archive/mnf\\_nature/2.pdf](https://nauchforum.ru/archive/mnf_nature/2.pdf) (дата обращения: 16.01.2019).
4. Лойцянский, Л. Г. Механика жидкости и газа / Л. Г. Лойцянский. – Москва : Наука, 1987. – 824 с.

5. Сарданашивили, С. А. Расчётные методы и алгоритмы (трубопроводный транспорт газа) / С. А. Сарданашивили. – Москва : Нефть и газ, 2005. – 577 с.
6. Кириллин, В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – Москва : Издательский дом МЭИ, 2017. – 496 с.
7. Елохин, А. П. Методы и средства систем радиационного контроля окружающей среды / А. П. Елохин; монография. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2014. – 520 с.
8. White, F. Fluid Mechanics. Moscow : 4th ed. McGraw Hill. [https://www.academia.edu/17983721/FLUID\\_MECHANICS\\_4th\\_Ed.\\_Frank\\_M.\\_White\\_-\\_University\\_of\\_Rode\\_Island](https://www.academia.edu/17983721/FLUID_MECHANICS_4th_Ed._Frank_M._White_-_University_of_Rode_Island).
9. Lange's Handbook of Chemistry. 10th ed. 1524 p. McGraw-Hill Book Company. New York.
10. Бронштейн, И. Н. Справочник по математике / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – Москва : Наука, 1980. – 976 с.
11. Брычков, Ю. А. Таблицы неопределённых интегралов / Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, А. П. Прудников. – Москва : Наука, 1986. – 192 с.
12. Прудников, А. П. Интегралы и ряды / А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев. – Москва : Наука. – 1981. – 800 с.
13. Справочник по специальным функциям / под редакцией М. Абрамовица и И. Стигана. – Москва : Наука, 1979. – 832 с.
14. Елохин, А. П. Метод оценки последствий радиационных аварий в помещениях реакторного блока на АЭС с реактором ВВЭР-1000 / А. П. Елохин, А. Н. Хмылев, М. В. Жилина // Атомная энергия. – 2007. – Т. 102, Вып. 4. – С. 254-262.
15. Власик, К. В. / Автоматизированная система на основе ксеноновых гамма-спектрометров для контроля газообразных радиоактивных выбросов ядерного реактора / Власик К.В. [и др.] // Ядерные измерительно-информационные технологии. – 2004. – № 2 (10). – С. 45-53.
16. Елохин, А. П. Автоматизированные системы контроля радиационной обстановки окружающей среды / А. П. Елохин. – Москва : Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2012. – 316 с.
17. Елохин, А. П. Метод экспресс-оценки средней энергии спектра  $\gamma$ -излучения радионуклидов в условиях радиационных аварий в помещениях спецкорпуса АЭС / А. П. Елохин, А. И. Ксенофонтов, Исса Алалем, С. Н. Федорченко // Глобальная ядерная безопасность. – 2018. – № 2 (27). – С. 7-15.

## REFERENCES

- [1] Deev V.I., Shhukin N.V., Cherezov A.L. Osnovy` rascheta sudovy`x YaE`U [Fundamentals of Calculation of NPP Ship: Tutorial]. Pod obshhej redakciej prof. V.I. Deev [Edited by prof. V.I. Deev] Moscow: NRNU MIPhI. 2012. 256 p. (in Russian).
- [2] Nikitin A. Plavuchie atomny`e stancii [Floating Nuclear Power Plants]. Doklad ob``edineniya Bellona [Report of the Bellona Association]. St. Petersburg: Sezam-print, 2011. 48 p. (in Russian).
- [3] Vorob`yov I.N. E`ksperimental`ny`e issledovaniya po opredeleniyu znachenij skorosti ispareniya i kipeniya [Experimental Studies to Determine the Values of the RATE of Evaporation and Boiling]. Molodyozhny`j i nauchny`j forum: Estestvenny`e i medicinskie nauki: e`lektronny`j sbornik statej po materialam II mezhdunarodnoj studencheskoj nauchno-prakticheskoy konferencii № 2(2) [Youth and Scientific Forum: Natural and Medical Sciences: an electronic collection of articles based on the materials of the II International Student Scientific and Practical Conference № 2 (2)]. Nauchny`j forum [Scientific forum]. – URL: [https://nauchforum.ru/archive/mnf\\_nature/2.pdf](https://nauchforum.ru/archive/mnf_nature/2.pdf) (in Russian).
- [4] Lojczyanskij L.G. Mexanika zhidkosti i gaza [Fluid and Gas Mechanics]. Moscow: Science. 1987. 824 p. (in Russian).
- [5] Sardanashvili S.A. Raschyotny`e metody` i algoritmy` (truboprovodny`j transport gaza). [Calculation Methods and Algorithms (Pipeline Gas Transportation)]. Moscow: Oil & Gas. 2005. 577 p. (in Russian).
- [6] Kirillin V.A., Sy`chev V.V., Shejndlin A.E. Texnicheskaya termodinamika [Technical Thermodynamics. Textbook for universities] Moscow : Publishing House MEI. 2017. 496 p. (in Russian).
- [7] Eloxin, A.P. Metody` i sredstva sistem radiacionnogo kontrolya okruzhayushhej sredy` [Methods and Means of Environmental Radiation Monitoring Systems]. Monografiya [monograph]. Moscow: NIYaU MIFI. 2014. 520 p. (in Russian).
- [8] White, F. Fluid Mechanics. Moscow : 4th ed. McGraw Hill. [https://www.academia.edu/17983721/FLUID\\_MECHANICS\\_4th\\_Ed.\\_Frank\\_M.\\_White\\_-\\_University\\_of\\_Rode\\_Island](https://www.academia.edu/17983721/FLUID_MECHANICS_4th_Ed._Frank_M._White_-_University_of_Rode_Island).
- [9] Lange's Handbook of Chemistry. 10th ed. 1524 p. McGraw-Hill Book Company. New York.



- [10] Bronshtejn, I.N. Spravochnik po matematike [Handbook of Mathematics]. Moscow: Science. 1980. 976 p. (in Russian).
- [11] Bry`chkov, Yu.A. Tablicy neopredelyonny`x integralov [Tables of Indefinite Integrals]. Moscow: Science. 1986. 192 p. (in Russian).
- [12] Prudnikov, A.P. Integraly` i ryady` [Integrals and Series]. Moscow: Science. 1981. 800 p. (in Russian).
- [13] Spravochnik po special`ny`m funkciyam. [Handbook of Special Functions]. Pod redakciej M. Abramovicza i I. Stigana. Moscow: Science. 1979. 832 p. (in Russian).
- [14] Eloxin, A.P. Metod ocenki posledstvij radiacionny`x avarij v pomeshheniyax reaktornogo bloka na AE`S s reaktorom VVE`R-1000 [Method for Assessing the Consequences of Radiation Accidents in the Premises of a Reactor Unit at NPPs with a WWER-1000 Reactor]. Atomnaya e`nergiya [Nuclear Energy]. 2007. T. 102. V. 4. P. 254-262 (in Russian).
- [15] Vlasik, K.V. Avtomatizirovannaya sistema na osnove ksenonovy`x gamma-spektrometrov dlya kontrolya gazoobrazny`x radioaktivny`x vy`brosov yadernogo reaktora [Automated System Based on Xenon Gamma Spectrometers for Monitoring Gaseous Radioactive Emissions of a Nuclear Reactor]. Yaderny`e izmeritel`no-informacionny`e texnologii [Nuclear Measurement and Information Technologies]. 2004. № 2 (10). P. 45-53 (in Russian).
- [16] Eloxin, A.P. Avtomatizirovanny`e sistemy` kontrolya radiacionnoj obstanovki okruzhayushhej sredy` [Automated Systems for Monitoring the Radiation Environment of the Environment. Textbook for university students]. Moscow: National Research Nuclear University MEPhI. 2012. 316 p. (in Russian).
- [17] Eloxin, A.P. Metod e`kspress-ocenki srednej e`nergii spektra  $\gamma$ -izlucheniya radionuklidov v usloviyax radiacionny`x avarij v pomeshheniyax speczkorpusa AE`S [The Method of Rapid Assessment of the Average Energy of the Spectrum of  $\gamma$ -Radiation of Radionuclides under Conditions of Radiation Accidents in the Premises of a Special Building of Nuclear Power Plants]. Global`naya yadernaya bezopasnost` [Global Nuclear Safety]. 2018 № 2 (27). P. 7-15 (in Russian).

## The Method of Assessment of Radioactive Nitrogen $^{16}\text{N}$ Leaks in Steam Generators Used at Nuclear Reactors of KLT-40 Type

A.P. Eloxin<sup>\*1</sup>, S.N. Fedorchenko<sup>\*2</sup>

*\*National Research Nuclear University Moscow Engineering Physics Institute (NRNU MEPhI), Kashirskoye shosse, 31, Moscow, Russia 115409*

*\*\*The joint - stock company «Specialized Scientific and Research Institute of Instrumentation» (JSC «SNIIP»), Raspletin St., 5, Moscow, Russia 123060*

*<sup>1</sup>ORCID iD: 0000-0002-7682-8504*

*WoS Researcher ID: G-9573-2017*

*e-mail: elokhin@yandex.ru*

*<sup>2</sup>ORCID iD: 0000-0001-6144-915X*

*WoS Researcher ID: F-3804-2018*

*e-mail: info@sniip.ru*

**Abstract** – The paper considers the leakage of the radionuclide of nitrogen  $^{16}\text{N}_7$  ( $T_{1/2}=7,11$  с,  $E_{\gamma,\text{max}}=6,134$  МэВ,  $\nu_{\gamma,\text{max}}=69\%$ ) arising in the 1st loop of the KLT-40 reactor used on icebreakers and floating units (PEB), through the steam generator to the second circuit into which water flows under pressure  $P_b$ , with temperature  $T_b$ , heats up with the formation of radioactive steam, the output of which is carried out through the spiral steam line of steam generator under high pressure  $P_n$ . The content of the specified radionuclide in a pair can be detected and assessed by applying the methods of  $\gamma$ -radiation spectrometry, measuring the volumetric  $\gamma$ -activity of steam, measuring the dose rate of  $\gamma$ -radiation of steam and using a computational model using a simple mathematical apparatus to determine the leakage region. The work identifies the main areas in the design of the steam generator, which can be used to measure radiation characteristics and methods for their assessment.

**Keywords:** power reactor, radionuclide, steam generator, pressure temperature, dose rate, radiation safety.