

УДК 621.039

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЗАХОРОНЕНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАО МЕТОДОМ “САМОПОГРУЖЕНИЯ”

© 2025 г. О. О. Корчагина¹, Л. В. Матвеев^{1,*}

¹Федеральное государственное учреждение науки Институт проблем безопасного
развития атомной энергетики Российской академии наук, Москва, Россия

*e-mail: matweev@ibrae.ac.ru

Поступила в редакцию 04.12.2024 г.

После доработки 22.12.2024 г.

Принята к публикации 26.12.2024 г.

Представленная интегральная модель захоронения РАО методом самопогружения тепловыделяющей капсулы в геологических породах включает три этапа: этап разогрева и начала плавления окружающей породы вокруг неподвижной капсулы, этап квазистационарного движения капсулы и этап торможения ее движения. Показано, что в результате опускания капсулы в плавящейся породе происходит фокусировка теплового потока, так что движение капсулы продолжается и при мощности энерговыделения существенно меньшей, чем критическая величина, необходимая для начала плавления. Проанализированы возможный состав РАО в капсуле и глубина погружения в зависимости от среды захоронения.

Ключевые слова: радиоактивные отходы (РАО), захоронение РАО, самопогружение, фокусировка теплового потока, галиты, гранитоидные породы

DOI: 10.31857/S0002331025010049

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных проблем атомной энергетики является надежная изоляция долгоживущих РАО. Даже при реализации технологии замкнутого топливного цикла, в рамках которой подразумевается дожигание большей части минорных актинидов, остаются радионуклиды с очень большим периодом полураспада, требующие надежного захоронения. Основным способом, который в настоящее время рассматривается для достижения этой цели, является глубинные подземные захоронения, основанные на создании мультибарьерной защиты: иммобилизующая матрица, металлические футляры, бентонитовые замки и, наконец, массивные геологические породы, которые, как предполагается, будут задерживать распространение радионуклидов при разрушении всех предшествующих барьеров.

Существуют альтернативные способы захоронения РАО, одним из которых является метод самопогружения контейнеров с РАО в геологических средах [1–3]. Данный способ был предложен достаточно давно [1]. В основе его лежит использование остаточного тепловыделения РАО. Если на дно предварительно подготовленной скважины поместить контейнеры с РАО и запечатать ствол скважины,

то тепловыделяющие контейнеры будут разогревать и расплавлять окружающую породу, и под действием собственного веса опускаться вглубь, вытесняя образующийся расплав.

Главное достоинство метода самопогружения — это возможность удалить РАО на большую глубину (порядка десятков километров, в идеале — на всю толщину земной коры); при любом другом способе подземного захоронения достижение такой глубины технически реализовать невозможно (создание глубинных подземных хранилищ планируется на глубине около полукилометра).

При реализации данного способа должны быть решены ряд задач, таких как выбор формы и размера контейнера и материала его оболочки, состава РАО и иммобилизирующей матрицы, выбор среды захоронения. Так, при выборе размера контейнера следует учитывать, что он не должен быть слишком велик, иначе транспортировка к месту захоронения и создание скважины большого диаметра потребует очень высоких затрат. Также для контейнеров больших размеров в процессе их погружения могут возникать значительные перепады температуры на масштабах контейнера, что может привести к их разрушению. С другой стороны, при малых размерах контейнера интенсивность тепловыделения будет недостаточной для проплавления окружающей породы. В ходе исследования данной проблемы рассматривались контейнеры различной формы [4–8]. Однако ввиду того, что реализация самопогружения должна осуществляться при высоких температурах, а сам процесс характеризуется высокой степенью неопределенности и неконтролируемости, что в первую очередь связано с возможной неоднородностью среды захоронения, целесообразно рассматривать контейнер простейшей формы — в виде сферической капсулы.

Описание процесса самопогружения представляет собой довольно сложную задачу и состоит из самосогласованного решения нестационарной задачи переноса тепла в бесконечной среде с движущейся границей плавления и движения расплава в каверне вокруг тепловыделяющей капсулы, мощность тепловыделения которой меняется со временем. Поэтому для анализа процесса в целом целесообразно рассмотреть упрощенную аналитическую модель.

Ранее при моделировании процесса самопогружения основное внимание исследователей было направлено на описание тепловой задачи в каверне с расплавом при заданной скорости движения капсулы.

В ранних работах приближенная математическая модель процесса самопогружения шара рассматривалась в формулировке задачи Стокса [9]. В модели [9] рассматривалось движение тепловыделяющего шара с постоянной скоростью в кристаллической среде вследствие плавления этой среды и вытеснения образующегося расплава из области перед шаром. Модель содержала ряд существенных упрощений, как например, постоянство мощности тепловыделения в шаре, постоянство температуры вдоль поверхности шара, независимость теплоотвода в окружающую среду от времени и ряд других. Позднее в работе [10] была предпринята попытка усовершенствовать эту модель путем более тщательного расчета формы образующейся каверны расплава (уточнить значения толщины расплава в экваториальной области шара). Отметим, что в обеих работах (а также других, рассматривавших этот процесс, например, [11]) рассматривалась стационарная задача движения шара.

При построении данных моделей неявно использовалось два предположения: во-первых, что поток тепла в направлении обратном движению (вверх) пренебрежимо мал, и, во-вторых, что толщина слоя прогрева окружающей каверну

кристаллической среды впереди от капсулы мала и не зависит от времени. Как мы покажем, данные предположения справедливы только на определенном этапе всего процесса самопогружения, когда скорость опускания капсулы достаточно велика, что ограничивает интервал времени применимости указанных выше моделей. Также в работе будет показано, что в этом случае движение капсулы может быть описано простой аналитической моделью, которая будет приведена ниже.

Нашей задачей является построение приближенной модели всего процесса захоронения РАО данным методом. Будут рассмотрены следующие этапы: установление температуры со временем на поверхности капсулы и вокруг нее, разогрев среды до температуры плавления и плавление среды, разгон капсулы и ее движение с максимальной скоростью, торможение капсулы.

Для реализации этого способа захоронения в качестве потенциально возможных геологических формаций, как правило, рассматриваются галиты (залежи каменной соли) либо гранитоидные массивы. Далее, в основном тексте статьи, для обоснования вводимых приближений мы будем проводить оценки исходя из значений параметров, характерных для галитов. Соответствующие оценки для гранитов будут приведены в отдельном разделе.

НАЧАЛЬНЫЙ ЭТАП НАГРЕВА СРЕДЫ И УСТАНОВЛЕНИЯ РЕЖИМА ДВИЖЕНИЯ КАПСУЛЫ

В качестве исходного состояния рассмотрим сферическую капсулу радиуса R , помещенную в геологическую формацию на достаточно большую глубину (на практике речь идет о сотнях метров). Для упрощения задачи считаем, что изначально среда и капсула имеют температуру T_∞ существенно ниже температуры плавления среды T_m . Капсула содержит радиоактивные отходы, в которых за счет радиоактивного распада выделяется тепло с плотностью мощности $W(t)$.

Характерные времена изменения мощности (которые определяются временем распада радионуклидов, дающих основной вклад в тепловыделение) существенно больше характерного времени установления профиля температуры вокруг капсулы, которое можно оценить как

$$t_2 = \frac{R^2}{\alpha_2}, \quad (1)$$

где α_2 есть коэффициент температуропроводности среды. Тогда нетрудно показать, что установление температуры в месте контакта капсулы и среды при $t \gg t_2$ определяется выражением

$$T(R) \approx \frac{W_0 R^2}{3\kappa_2} \left(1 - \sqrt{\frac{t_2}{\pi t}} \right) + T_\infty, \quad (2)$$

где $W_0 = W(t=0)$.

Введем критическую плотность мощности W_{cr} при которой температура плавления среды, T_m , на поверхности капсулы достигается за бесконечное время:

$$W_{cr} \approx \frac{3\kappa_2 (T_m - T_\infty)}{R^2}. \quad (3)$$

Тогда, если задать начальную плотности мощности $W_0 > W_{cr}$, из (2) следует, что температура плавления T_m на поверхности капсулы установится за время

$$t_3 = \frac{t_2}{\pi} \left(\frac{W_0}{W_0 - W_{cr}} \right)^2. \quad (4)$$

Ниже, для обоснования приближений, будут проводиться оценки исходя из конкретных значений теплофизических и геометрических параметров. Будем рассматривать капсулу радиусом $R = 10$ см. Для галитов характерны следующие значения параметров: коэффициент теплопроводности твердой фазы $\kappa_2 \approx 7 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К, расплава галита $\kappa_1 \approx 7 \cdot 10^{-3}$ Вт/см·К [12], температура плавления $T_m \approx 800^\circ\text{C}$, теплота плавления $L \approx 250$ Дж/см³, удельная теплоемкость $c_p \approx 1.8$ Дж/см³·К, температуропроводность $\alpha_2 \approx 3.8 \cdot 10^{-2}$ см²/с, плотность галита $\rho_h = 2.2$ г/см³, динамическая вязкость $\eta \approx 10^{-2}$ Па·с.

Тогда из (2) получаем $W_{cr} \approx 1.7$ Вт/см³.

Выбор начальной мощности тепловыделения в капсуле, W_0 , представляет собой одну из задач оптимизации параметров процесса самопогружения. Поскольку данный параметр определяет, в том числе, перепад температуры по объему капсулы, который не должен быть слишком большим, естественно выбрать W_0 мало отличающимся от W_{cr} . Далее для оценок будем считать $W_0 \approx 1.1 \cdot W_{cr} \approx 1.9$ Вт/см³.

Тогда для указанного W_0 получаем оценку времени установления температуры T_m на поверхности капсулы в галите $t_3 \approx 1$ сутки и 7 часов. В случае, если начальная температура капсулы превышает T_∞ , время установления T_m будет меньше.

После того, как геологическая среда разогревается до температуры плавления, она начинает плавиться. Без учета смещения капсулы скорость фронта плавления можно оценить с помощью уравнения баланса тепла вблизи поверхности сферической капсулы:

$$4\pi R_m^2 L \frac{dR_m}{dt} \approx \frac{4}{3} \pi R^3 W_0 - 4\pi R_m^2 \kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{R_m}, \quad (5)$$

где $\frac{dR_m}{dt}$ есть скорость движения границы расплава, а $\kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{R_m}$ есть плотность потока тепла уходящего в матрицу. Воспользовавшись для оценки $R_m \approx R$ и тем, что распределение температуры на этих временах практически стационарное, $\left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_R \approx \frac{T_m}{R}$, получаем выражение для $\frac{dR_m}{dt}$:

$$\frac{dR_m}{dt} \approx \frac{(W_0 - W_{cr})}{3L} R. \quad (6)$$

Откуда следует оценка для скорости фронта плавления в галите $\frac{dR_m}{dt} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ см/с.

Одновременно с образованием каверны расплава капсула под действием собственного веса начнет опускаться вниз и по направлению своего движения вытеснять образовавшийся расплав. Нетрудно оценить установившуюся толщину расплава δ под капсулой.

Как будет видно из дальнейшего $\delta \ll R$, поэтому для течения в области под капсулой скорость расплава вдоль поверхности капсулы V можно оценить исходя из баланса градиента давления и вязких сил:

$$\nabla P \approx \eta \Delta V. \quad (7)$$

Учитывая, что градиент давления определяется перепадом давления между точками под капсулой и в области экватора, $\nabla P \approx \frac{P_1 - P_2}{\pi R} \approx \frac{\Delta \rho g R}{\pi R} = \frac{\Delta \rho g}{\pi}$, где $\Delta \rho$ есть разность плотностей капсулы ρ_c и расплава ρ_m , а лапласиан Δ определяется производной по поперечной координате, $\Delta V \approx \frac{V}{\delta^2}$, получаем оценку для скорости в тонком слое расплава

$$V \approx \frac{\Delta \rho g \delta^2}{\pi \eta}. \quad (8)$$

При движении капсулы вниз со скоростью u количество образующегося в единицу времени расплава, $\pi R^2 u \rho_m$ равно количеству расплава, вытесняемого из области под капсулой, $2\pi R \delta V \rho_m$, откуда получаем

$$V \approx \frac{u R}{2 \delta}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует связь толщины слоя расплава под капсулой со скоростью погружения капсулы:

$$\delta^3 \approx \frac{\pi \eta R u}{2 \Delta \rho g}. \quad (10)$$

Данное смещение капсулы ко дну каверны расплава приведет к тому, что тепловой поток, определяемый в данном случае теплопроводностью, и пропорциональный $\frac{\Delta T}{l}$, где ΔT есть разница между температурой поверхности капсулы T_{wall} и температурой плавления T_m , а l – расстояние между поверхностями капсулы и каверны, будет направлен (что будет подтверждено ниже) в основном вниз и пойдет на плавление среды под капсулой. В таком приближении задачу можно считать квазиодномерной.

В квазиодномерном случае нетрудно показать, что при движении плоского фронта плавления с постоянной скоростью u в среде перед фронтом устанавливается следующее распределение температуры:

$$T_2 = (T_m - T_\infty) \exp\left(-\frac{u}{\alpha_2} x'\right) + T_\infty, \quad (11)$$

где x' есть координата, отсчитываемая от положения движущегося фронта.

В предположении (условия для этого будут рассмотрены в следующем разделе), что все выделяемое в капсуле (объемом $\frac{4}{3}\pi R^3$) тепло идет на нагрев и проплавление области матрицы под капсулой (площадью πR^2), нетрудно, аналогично (5), записать уравнение баланса тепла на нижней границе расплав-матрица:

$$\pi R^2 L u \approx \frac{4}{3} \pi R^3 W(t) - \pi R^2 \kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{boundary}, \quad (12)$$

где градиент температуры на границе расплава теперь определяется из (11). Подставляя (11) в последнее слагаемое (12), получаем

$$u \approx \frac{4WR}{3\tilde{L}}, \quad (13)$$

где $\tilde{L} = L + c_p(T_m - T_\infty)$, и для галитов $\tilde{L} \approx 1.7 \cdot 10^3$ Дж/см³.

Из (11) также следует, что все выделяемое в капсуле тепло идет на прогрев слоя матрицы толщиной

$$z_t \approx \frac{\alpha_2}{u} \quad (14)$$

от начальной температуры до температуры плавления и последующего плавления этого слоя. Поэтому условием применимости квазиодномерного приближения естественно считать

$$\frac{z_t}{R} \ll 1, \quad (15)$$

когда уход тепла в горизонтальном направлении пренебрежимо мал. Отметим, что именно такое приближение неявно использовалось в работах [9–11].

Оценим толщину расплава под капсулой для используемых параметров. Из (10) и (13) имеем

$$\delta \approx \left(\frac{2\pi}{3} \frac{\nu W}{\tilde{L} \cdot g \cdot R \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho_m}} \right)^{1/3} \cdot R, \quad (16)$$

где $\nu = \frac{\eta}{\rho_m}$ — кинематическая вязкость расплава. Подставляя $\frac{\Delta\rho}{\rho_m} \approx 1$, $g \approx 10^3$ см/с², $\nu \approx 10^{-2}$ см²/с, имеем оценку $\delta \approx 1.1 \cdot 10^{-2}$ см, что подтверждает неравенство $\delta \ll R$.

УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Для обоснования формулы необходимо убедиться, что поток тепла, выделяемого в капсуле, действительно, в основном направлен вниз.

Оценим поток тепла вверх. Для этого рассмотрим упрощенную одномерную модель распределения температуры и потоков в конфигурации из трех слоев. Нижний

слой толщиной δ соответствует прослойке расплава под капсулой, средний слой толщиной $2R$ соответствует области капсулы, и верхний слой толщиной h соответствует расплаву над капсулой. Теплопроводности нижнего и верхнего слоя (расплава соли) – κ_l , среднего слоя (средняя теплопроводность капсулы) – κ_c . В нижней и верхней областях справедливы стационарные уравнения теплопроводности, в средней области – стационарное уравнение теплопроводности с однородной мощностью тепловыделения W . На внешних границах задана температура плавления, на внутренних границах – непрерывность температуры и потоков. Справедливы условия $\delta \ll 2R, h$.

Анализ показывает, что на малых временах, когда $h \ll h^*$, где

$$h^* = \frac{\kappa_l}{\kappa_c} 2R, \quad (17)$$

потоки вверх и вниз приблизительно равны, максимум температуры достигается в центральной части капсулы, и перепад температуры составляет приблизительно $\Delta T \approx \frac{W}{2\kappa_c} R^2$.

По мере роста толщины слоя расплава над капсулой при

$$h \gg h^* \quad (18)$$

максимум температуры смещается к верхней (задней по отношению к движению) стенке капсулы, и перепад (между передней и задней стенками) возрастает,

$$\Delta T \approx 2 \frac{W}{\kappa_c} R^2. \quad (19)$$

В этом случае для потоков вверх и вниз справедливы оценки

$$\begin{aligned} j_{\uparrow} &\approx RW \frac{h^*}{h}, \\ j_{\downarrow} &\approx 2RW, \end{aligned} \quad (20)$$

откуда следует, что при выполнении условия (18) справедливо

$$j_{\uparrow} \ll j_{\downarrow}. \quad (21)$$

При описании свойств капсулы будем считать, что ее теплопроводность κ_c порядка теплопроводности металла. Тогда для $R = 10$ см и при условии $\frac{\kappa_l}{\kappa_c} \approx 2 \cdot 10^{-2}$

получаем, что второй случай реализуется при $h > h^* \approx 4 \cdot 10^{-1}$ см. Для консервативной оценки по формуле следует, что образование необходимого количества расплава происходит за время порядка 3.5 минут.

Оценки (19) и (20) являются в значительной мере консервативными, так как не учитывают отток тепла в бока, но подтверждают вывод о том, что достаточно быстро поток тепла вверх становится пренебрежимо малым.

Необходимо также учесть, что в силу того что верхняя часть расплава представляет собой слой жидкости, нагреваемой снизу, в нем может возникнуть

неустойчивость, и развивающаяся конвекция приведет к увеличению потока тепла по сравнению с теплопроводностным. Такая ситуация имеет место при числах Рэлея, $Ra = \frac{g\beta\Delta Th^3}{\alpha\nu}$, порядка 10^3 . Здесь β есть коэффициент теплового расширения,

α – температуропроводность и ν – кинематическая вязкость расплава. Оценка показывает, что начало неустойчивости соответствует толщине расплава $\tilde{h} \approx 5 \cdot 10^{-1}$ см. Видно, что $\tilde{h} \approx h^*$, и при начале конвекции поток тепла вверх уже будет существенно меньше потока вниз. При дальнейшем увеличении толщины слоя расплава над капсулой, $h > \tilde{h}$, поток будет превышать теплопроводностный, однако, учитывая, что

для данного режима справедливо $j_{\uparrow} \approx \kappa_1 \frac{\Delta T}{h} (Ra)^{\frac{1}{4}}$, получаем, что с ростом h поток вверх будет по-прежнему убывать, как $\propto h^{-\frac{1}{4}}$, и условие $j_{\uparrow} \ll j_{\downarrow}$ будет заведомо выполняться.

Оценим поток тепла в горизонтальном направлении. В приближении малой толщины расплава ξ локально плотность потока тепла от капсулы в боковом направлении можно оценить как $j_{\rightarrow} \approx \frac{\kappa_1 \Delta T}{\xi}$, где ξ и $\Delta T = T_{wall} - T_m$ – локальные толщина расплава в горизонтальном направлении и соответствующий перепад температуры на данной высоте (рис. 1).

Однако, как видно из рис. 1, при выполнении условия (15) независимо от направления потока в области под капсулой, большая часть уходящего от капсулы тепла идет на прогрев и плавление среды под капсулой. И лишь небольшая часть в области вблизи экватора уходит в окружающую среду, не давая вклад в процесс самопогружения. Учитывая, что толщина ξ не сильно отличается от средней толщины расплава δ , оценим высоту данной области как

$$b \approx \sqrt{2R\delta}. \quad (22)$$

Тогда для средней по высоте данной области толщины расплава $\langle \xi \rangle$ можно написать приближенное уравнение

$$L \frac{d\langle \xi \rangle}{dt} \approx \langle j_{\rightarrow} \rangle - \langle j_2 \rangle, \quad (23)$$

где под $\langle \rangle$ будем понимать усреднение по высоте b , а для $\langle j_{\rightarrow} \rangle$ воспользуемся оценкой $j_{\rightarrow} \approx \frac{\kappa_1 \Delta T}{\xi}$, где $\Delta T = T_{wall} - T_m$ есть средняя по высоте b разница между температурой стенки и температурой плавления.

Поскольку мы рассматриваем случай, когда глубина прогрева матрицы перед капсулой, $z_t \approx \frac{\alpha_2}{u}$, мала, можно считать, что капсула погружается в практически холодную матрицу. В этом случае локальную плотность потока j_2 , уходящего в окружающую среду от поверхности каверны на данной высоте, можно оценить как

перепишем I_{\rightarrow} в виде

$$I_{\rightarrow} \approx \frac{\kappa_2 (T_m - T_{\infty})}{2\sqrt{\alpha_2 \tau_b}} 2\pi R b = c_2 (T_m - T_{\infty}) \pi R u \sqrt{\alpha_2 \tau_b} = I_{\downarrow} \frac{c_2 (T_m - T_{\infty})}{\tilde{L} R} \sqrt{\frac{\alpha_2 b}{u}}. \quad (25)$$

С помощью выражений (14) и (22) представим последние два сомножителя в (25)

в виде $\frac{c_2 (T_m - T_{\infty})}{\tilde{L}} \left(\frac{z_f}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\delta}{R} \right)^{\frac{1}{4}}$. Учитывая, что $\frac{c_2 (T_m - T_{\infty})}{\tilde{L}} \leq 1$, $\frac{2\delta}{R} \ll 1$, при выпол-

нении условия (15) получаем $I_{\rightarrow} \ll I_{\downarrow}$.

Для проверки утверждения, что при выполнении условия (15) формула (13) дает хорошее приближение для скорости погружения капсулы, результат сравнивался с расчетами, проведенными согласно численной модели, развитой в [13]. Сравнение показало, что с точностью 3–5% значения скоростей погружения практически совпадают, что дает возможность пользоваться формулой (13) для оценки глубины погружения.

Таким образом, в диапазоне времен, когда выполняются условия (15) и (18), задачу самопогружения можно рассматривать как квазиодномерную, и оценивать скорость погружения по формуле (13). Можно утверждать, что в этом диапазоне времени, с точки зрения описания теплофизических процессов, при движении капсулы вниз происходит “фокусировка” теплового потока. Данная фокусировка потока приводит к тому, что капсула продолжает проплаывать среду и двигаться вниз и при значениях мощности тепловыделения существенно меньших критической мощности W_{cr} , необходимой для начала движения.

Условие (18) определяет момент начала действия данного режима, и, как следует из оценок по формулам (6) и (17), данный момент наступает сравнительно быстро. Условие (15) определяет момент времени, когда задача уже не может рассматриваться как одномерная, и необходимо учитывать уход тепла во всех направлениях. Очевидно, это будет приводить к уменьшению потока тепла, идущего на нагрев и плавление матрицы непосредственно под капсулой, и, следовательно, к торможению капсулы. Для расчета скорости в этом случае необходимо решать полную трехмерную (или в случае аксиальной симметрии, двумерную) задачу.

СОСТАВ КАПСУЛЫ И ГЛУБИНА ЕЕ ПОГРУЖЕНИЯ В РАМКАХ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Состав РАО в капсуле должен определяться исходя из целевой функции данного способа захоронения, необходимого уровня тепловыделения, а также требований к теплофизическим и прочностным свойствам капсулы. Естественно считать, что основные преимущества данный способ захоронения имеет при решении вопроса окончательной изоляции наиболее долгоживущих радионуклидов как, например, трансурановых элементов, которые являются α -излучателями с энергией частиц порядка $\varepsilon \approx 5$ МэВ. Однако, учитывая их очень большое время полураспада, даже при столь большой энергии излучаемых частиц удельная мощность тепловыделения трансуранов будет сравнительно невелика

$$W \approx \frac{\varepsilon \cdot n_0}{\tau} \approx 0.1 \text{ Вт/см}^3, \quad (26)$$

где для оценок использовались $\tau \approx 10^4$ лет, $n_0 \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, причем подразумевается, что капсула полностью заполнена радионуклидами данного сорта. Это значение существенно меньше W_{cr} , полученного выше для галитов при капсуле радиусом $R = 10$ см. Проблему достижения необходимого уровня тепловыделения можно решить, если в качестве основного тепловыделяющего радиоактивного элемента капсулы использовать высокоактивные изотопы цезия $^{137}_{55}\text{Cs}$ или стронция $^{90}_{38}\text{Sr}$ (также являющиеся продуктами облучения реакторного топлива) с периодом полураспада $t^* \approx 30$ лет и энергией, выделяемой при распаде, порядка 3 МэВ. Тогда добавление в общий состав капсулы с РАО приблизительно 10% (от общего объема) данных элементов позволит обеспечить в начальный момент необходимый уровень тепловыделения $W_0 \approx 1.9 \text{ Вт/см}^3$.

Для обеспечения необходимой прочности оболочки и достаточно высоких температуры плавления и теплопроводности возможно использовать тугоплавкую металлическую оболочку и в качестве матрицы для иммобилизации радионуклидов — пористую сталь, пористость которой может достигать 45% [4].

Для оценки глубины погружения необходимо задать зависимость от времени тепловыделения содержащегося в капсуле РАО. В случае, если основной компонент, определяющий тепловыделение, характеризуется одним характерным временем полураспада t^* , объемная мощность источника тепловыделения выражается как

$$W = W_0 e^{-t/\tau}, \quad \tau = \frac{t^*}{\ln 2}. \quad (27)$$

Со временем, согласно (13) и (27), скорость капсулы уменьшается, и условие квазиоднородности будет нарушаться. Определим условие нарушения квазиоднородности как

$$z_t \approx R, \quad (28)$$

где z_t определяется равенствами (13) и (14). Отсюда получаем выражение для верхнего предела интервала времени, когда (13) выполняется с хорошей точностью:

$$t_s = \tau \cdot \ln \left(\frac{3}{4} \frac{\alpha_2 \cdot \tilde{L}}{R^2 \cdot W_0} \right). \quad (29)$$

Соответственно, гарантированную глубину погружения можно определить как

$$l = \int_0^{t_s} u dt \approx \frac{4}{3} \frac{R}{\tilde{L}} W_0 \int_0^{t_s} e^{-t/\tau} dt. \quad (30)$$

Считая, что основное тепловыделение будут определять изотопы цезия $^{137}_{55}\text{Cs}$ (либо стронция $^{90}_{38}\text{Sr}$), нетрудно оценить по формуле (30) глубину погружения, которая

составит приблизительно 160 км, что значительно превосходит толщину земной коры.

Таким образом, капсула пройдет земную кору ($\approx 30 \div 50$ км) раньше, чем может начаться ее торможение, и, соответственно, для решения задачи самопогружения в этом случае справедливо использовать квазиодномерное приближение.

Также отметим, что начало торможения в рассматриваемом случае происходит при мощности тепловыделения $\dot{W}_s(t_s) \approx 0.4$ Вт/см³, что существенно ниже критической мощности $\dot{W}_{cr} = 1.7$ Вт/см³.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ “САМОПОГРУЖЕНИЯ” В ГРАНИТАХ

В качестве возможных сред для захоронения в литературе также рассматривались гранитоидные породы. Для них характерные значения входящих в модель величин следующие: $\bar{T}_m \approx 1200^\circ\text{C}$, $\bar{\kappa}_2 \approx 3.5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К, $\bar{L} = 1130$ Дж/см³, $\bar{c}_p \approx 2.4$ Дж/см³·К, $\bar{\alpha}_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ см²/с, $\rho_g = 2.7$ г/см³, $\eta \approx 10^{-2}$ Па·с. По-прежнему рассматриваем сферическую капсулу размером $R = 10$ см. Критическая мощность для начала запуска процесса самопогружения в граните составляет $\dot{W}_{cr} \approx 1.15$ Вт/см³. При данной начальной мощности тепловыделения время установления температуры плавления гранита на поверхности капсулы и вокруг нее $\bar{t}_p \approx 3$ суток. Для толщины слоя расплава под капсулой, согласно (16), имеем оценку $\delta \approx 0.9 \cdot 10^{-2}$ см.

Для начальной мощности тепловыделения $\dot{W}_0 \approx 1.3$ Вт/см³, капсула в граните начнет свое торможение примерно через 50 лет, за это время она пройдет расстояние более 50 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках развитой интегральной модели захоронения РАО методом самопогружения выделены три этапа. На первом этапе происходит изотропный нагрев окружающей капсулу с РАО геологической матрицы до температуры плавления, начинается плавление матрицы и опускание капсулы под действием силы тяжести на дно каверны расплава. В результате за сравнительно малые времена происходит фокусировка теплового потока, так что на втором этапе практически все выделяемое в капсуле тепло тратится на нагрев узкого слоя породы под капсулой и на его плавление. По мере распада содержащихся в капсуле радионуклидов падает мощность тепловыделения, уменьшается скорость погружения капсулы, и все большее количество тепла рассеивается в боковых направлениях. В результате на третьем этапе движение капсулы в значительной мере тормозится. Проведенные оценки показали, что в начальный момент достаточно небольшого превышения мощности тепловыделения над критической величиной (определяемой необходимостью нагрева окружающей среды до температуры плавления), чтобы погружение капсулы осуществилось на большую глубину (порядка толщины земной коры) при условии неизменности параметров среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Logan S.E. Deep self-burial of radioactive wastes by rock-melting capsules. Nuclear Technology, 1974. V. 21, P. 111.
2. Кашеев В.А., Никифоров А.С., Полуэктов П.П., Поляков А.С. К теории самозахоронения высокоактивных отходов / Атомная Энергия, 1992. Т. 73. Вып. 3. С. 215.

3. Никифоров А.С., Поляков А.С., Полуэктов П.П. Способ захоронения радиоактивных отходов / Патент SU 826875 A1, G21F 9/24 (1980).
4. Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Кондратенко П.С., Матвеев Л.В. Способ захоронения радиоактивных отходов и тепловыделяющая капсула для его осуществления / Патент RU 2510540 C1, G21F 9/28 (2012).
5. Аветисян А.Р., Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Кондратенко П.С., Матвеев Л.В. Математическая модель управления процессом изоляции радиоактивных отходов методом самопогружения в геологических массивах. Атомная энергия, 2020. Т. 129. № 5. С. 277.
6. Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Шведов А.М. Самозахоронение радиоактивных отходов в геологических формациях за счет прямого нагрева пород γ -излучением. Атомная энергия, 2017, Т. 123. № 2. С. 88.
7. Logan S.E. Deeper geologic disposal: a new look at self-burial. Proc. WM'99 Conference, February 28 - March 4, Tucson, AZ, P. 10–51, 1999.
8. Byalko A.V. Nuclear Waste Disposal: Geophysical Safety. USA, CRC press, 1994.
9. Emerman S.H. and Turcotte D.L. Stokes's problem with melting. Int. J. Heat Mass Transfer, 1983. V. 26. № 11. P. 1625.
10. Chen W., Bo Z., Chen Zh., Li H., and Sun F. New Analysis of contact melting of phase change material around a hot sphere. Heat Mass Transfer, 2008. V. 44. P. 281.
11. Косачевский Л.Я., Сюю Л.С. К вопросу о “самозахоронении” радиоактивных отходов. Журнал технической физики, 1999. Т. 69. № 11. С. 123.
12. Докучович В.Н., Филатов Е.С., Хохлов В.А., Минченко В.И. Теплопроводность расплавов NdCl₃ – MCl (M = Na, K, Cs), Расплавы, 2010. № 2, стр. 7.
13. Корчагина О.О., Аветисян А.Р. Анализ процесса “самопогружения” тепловыделяющего шара под действием силы тяжести / Изв. РАН. Энергетика, 2019. № 2, С. 43.

Integral Model for the Long-Lived Radioactive Waste Disposal Using the “Self-Immersion” Method

О. О. Korchagina^a, L. V. Matveev^{a,*}

^a*Nuclear Safety Institute of the Russian academy of sciences, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: matveev@ibrae.ac.ru*

The presented integral model of radioactive waste disposal using the method of heat-generating capsule self-immersing into geologic rocks includes three stages: the stage of heating and the beginning of melting of the rock surrounding motionless capsule, the stage of quasi-stationary movement of the capsule, and the stage of the capsule deceleration. It is shown that as a result of capsule immersion into the melting rock the focusing of heat flow takes place, so that the capsule moving continues even at the heat rates significantly less than the critical value required for the start of melting. A possible radioactive waste composition and the immersion depth depending on burial environment were analyzed.

Keywords: radioactive waste disposal, self-immersion, heat flow focusing, halites, granitoid rocks