

Marian Kielkiewicz

Instytut Techniki Ciepłej PW

WPŁYW KONDENSACJI PARY NA USUWANIE AEROZOLI W OBUDOWIE BEZPIECZEŃSTWA REAKTORA JĄDROWEGO

W pracy jest rozważana zmiana koncentracji cząstek aerozolowych wewnątrz obudowy bezpieczeństwa reaktora jądrowego wówczas, gdy występuje kondensacja pary na cząstkach aerozolowych, a koagulację można pominąć. Stwierdzono, że kondensacja pary ma istotny wpływ na spadek koncentracji cząstek aerozolowych wewnątrz obudowy bezpieczeństwa.

WSTĘP

W trakcie pracy reaktora jądrowego w jego rdzeniu i obiegu chłodzenia powstają różne izotopy promieniotwórcze. Są to przede wszystkim produkty rozszczepienia powstające w wyniku rozszczepienia jąder izotopów rozszczepialnych oraz produkty aktywacji materiałów konstrukcyjnych, chłodziwa i jego zanieczyszczeń.

Izotopy promieniotwórcze powstające w reaktorze emitują różne rodzaje promieniowania jądrowego, mają różne okresy półtrwania i różne własności fizykochemiczne. Aktywność ich w reaktorze energetycznym jest rzędu 10^{20} Bq. Jest to olbrzymia aktywność, a wydostanie się do otoczenia nawet niewielkiej ilości izotopów zawartych w obiegu chłodzenia reaktora mogłoby spowodować poważne zagrożenie dla populacji i środowiska naturalnego [9], [10].

Ze względów bezpieczeństwa reaktor jądrowy, wraz z jego obiegiem chłodzenia, jest umieszczany wewnątrz tzw. obudowy bezpieczeństwa (ang. *containment*), której zadaniem jest niedopuszczenie do wydostania się izotopów promieniotwórczych do otoczenia w przypadku poważnej awarii reaktora.

W trakcie poważnej awarii reaktora może nastąpić stopienie jego rdzenia i wydostanie się do wnętrza obudowy bezpieczeństwa substancji promieniotwórczych. Większość z nich ma postać aerozoli, tj. drobnych cząstek stałych unoszących się w powietrzu.

Cząstki aerozolowe unoszą się w powietrzu wewnątrz obudowy bezpieczeństwa i mogą wydostać się na zewnątrz przez istniejące lub powstające w trakcie awarii nieszczelności.

Cząstki aerozolowe mogą zderzać się ze sobą – powstają wówczas większe cząstki. Zjawisko to nosi nazwę koagulacji lub aglomeracji i odgrywa ważną rolę w dynamice aerozoli.

Cząstki aerozolowe osadzają się na powierzchniach wewnętrznych obudowy bezpieczeństwa w wyniku opadania grawitacyjnego, dyfuzji, termoforezy, dyfuzjoforezy itp.

Kondensacja pary na cząstkach aerozolowych powoduje zwiększenie ich masy, a zatem ich szybsze usuwanie z przestrzeni gazowej w wyniku opadania grawitacyjnego i innych zjawisk.

W przedstawionej pracy omówiono wpływ kondensacji pary na usuwanie cząstek aerozolowych z przestrzeni gazowej obudowy bezpieczeństwa. Zagadnienie to odgrywa istotną rolę w przypadku awarii reaktora chłodzonego wodą. W trakcie awarii spowodowanej rozszczelnieniem obiegu chłodzenia reaktora (awaria typu LOCA – *Loss of coolant accident*) woda wypływa do wnętrza obudowy bezpieczeństwa i odparowuje – obudowa bezpieczeństwa wypełnia się parą wodną. W przypadku stopienia rdzenia większość substancji promieniotwórczych wydostaje się do obudowy bezpieczeństwa w postaci aerozoli.

W przedstawionych niżej rozważaniach pominięto zjawisko koagulacji cząstek aerozolowych, zakładając że koncentracja cząstek aerozolowych w powietrzu jest dostatecznie mała. Założenie takie jest uzasadnione, gdy stopieniu ulegnie niezbyt duża część rdzenia reaktora, a obudowa bezpieczeństwa ma dużą objętość. Założono również, że usuwanie aerozoli następuje wyłącznie w wyniku opadania grawitacyjnego, co jest również uzasadnione, jak wykazują badania [9], [10]. Przedstawiono wpływ kondensacji pary na całkowitą liczbę cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości oraz na średnią ich masę.

1. ROZWIĄZANIE RÓWNIANIA DYNAMIKI AEROZOLI

Równanie dynamiki aerozoli w ogólnym przypadku jest nieliniowym równaniem różniczkowo-całkowym [8], [9].

W przypadku gdy gaz i cząstki aerozolowe są dobrze wymieszane w dostatecznie dużej objętości oraz gdy można pominąć koagulację i źródła cząstek aerozolowych, równanie dynamiki aerozoli przyjmuje postać

$$\frac{dn(m,t)}{dt} = -\frac{d}{dm} [f(m)n(m,t)] - r(m)n(m,t) \quad (1)$$

gdzie $n(m,t)$ jest funkcją rozkładu mas cząstek aerozolowych, $n(m,t) dm$ jest to średnia liczba cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości w chwili t , których masa zawiera się w przedziale między m i $m + dm$, $f(m)$ oznacza prędkość kondensacji pary na cząstkach aerozolowych, a $r(m)$ – prędkość ich usuwania.

Warunek początkowy ma postać

$$n(m, 0) = n_0(m) \quad (2)$$

Rozwiązanie równania (1) z warunkiem początkowym (2) można otrzymać przy zastosowaniu metody charakterystyk [4], [5].

Badania prędkości kondensacji pary na cząstkach aerozolowych [1], [7], [8] wskazują, że można ją przedstawić w postaci

$$f(m) = am^\alpha \quad (3)$$

Podobnie prędkość usuwania cząstek aerozolowych ma postać [7], [8]

$$r(m) = bm^\beta \quad (4)$$

W przypadku gdy $f(m)$ i $r(m)$ są dane zależnościami (3) i (4), rozwiązanie rozważanego zagadnienia początkowego ma postać [5]

$$n(m, t) = \left(\frac{\tau}{m}\right)^\alpha n_0(\tau) \exp\left[\frac{b}{a} \frac{1}{\beta - \alpha + 1} (\tau^{\beta - \alpha + 1} - m^{\beta - \alpha + 1})\right] \quad (5)$$

$$\tau = [m^{1-\alpha} - (1-\alpha)at]^{1-\alpha} \quad (6)$$

Interesującymi wielkościami są średnia liczba cząstek w jednostkowej objętości $N(t)$ i średnia masa cząstek w jednostkowej objętości $M(t)$, gdzie

$$N(t) = \int_0^\infty n(m, t) dm \quad (7)$$

$$M(t) = \int_0^\infty mn(m, t) dm \quad (8)$$

Można pokazać [5], że dla dostatecznie dużych wartości czasu zachodzi przybliżona zależność

$$M(t) \approx m^*(t) d(t) N_0 \quad (9)$$

gdzie

$$N_0 = \int_0^\infty n_0(m) dm \quad (10)$$

W zakresie continuum, gdy prędkość kondensacji wyrażona jest wzorem (13) $m^*(t)$ i $d(t)$ mają postać:

$$m^*(t) = \frac{M(t)}{N(t)} = \left(\frac{2}{3}a\right)^{\frac{3}{2}} t^{\frac{3}{2}} \quad (11)$$

$$d(t) = \frac{N(t)}{N_0} = \exp\left(-\frac{1}{3}abt^2\right) \quad (12)$$

Łatwo zauważyć, że $m^*(t)$ przedstawia średnią masę cząstki aerozolowej, natomiast $d(t)$ przedstawia względną średnią liczbę cząstek w jednostkowej objętości.

Interesujące jest, że $m^*(t)$ i $d(t)$ nie zależą od początkowego rozkładu $n_0(m)$. Oznacza to, że układ aerozolowy „zapomina” o swej historii. W pracy [5] zbadano $N(t)$ i $M(t)$ dla różnych rozkładów początkowych i stwierdzono, że błędy w określeniu tych wielkości są bardzo małe, największe z nich są znacznie mniejsze od 0,1%.

Warto zwrócić uwagę na fakt, że $m^*(t)$ rośnie bardzo szybko i po krótkim czasie jest praktycznie równa masie skroplonej pary, gdyż masa samej cząstki aerozolowej jest o kilka rzędów wielkości mniejsza od masy całkowitej. Można zatem uważać układ aerozolowy za układ kropelek wody, w których wnętrzu znajdują się małe stałe cząstki.

Widać również, że $d(t)$ jest szybko malejącą funkcją czasu. Kondensacja pary na cząstkach aerozolowych powoduje zatem szybkie usuwanie cząstek aerozolowych z przestrzeni gazowej wskutek opadania grawitacyjnego.

Warto zauważyć, że wzory (9)-(12) mogą być wykorzystane do przybliżonego określenia średniej liczby i średniej masy cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości, gdy początkowa liczba cząstek w jednostkowej objętości jest na tyle mała, że można pominąć koagulację.

2. KONDENSACJA PARY I OPADANIE GRAWITACYJNE

Zagadnienie kondensacji pary na kroplach lub cząstkach aerozolowych odgrywa ważną rolę w wielu dziedzinach nauki i techniki, np. w fizyce atmosfery [7], [8], analizie awarii reaktorów jądrowych [9], [10], [11] itd.

Analiza kondensacji pary, podobnie jak analiza innych zjawisk dotyczących dynamiki aerozoli, zależy w istotny sposób od stosunku średniej drogi swobodnej w gazie λ do promienia r kropli lub cząstki aerozolowej. Stosunek ten nosi nazwę liczby Kundsena Kn ($Kn = \lambda/r$).

Gdy $r \gg \lambda$ ($Kn \ll 1$), wówczas gaz może być traktowany jako ośrodek ciągły. Jest to tzw. zakres continuum. Gdy $r < \lambda$, ($Kn \gg 1$), do opisu gazu należy stosować teorię kinetyczną. Zakres ten nosi nazwę zakresu swobodno-molekularnego. Między wymienionymi zakresami rozciąga się zakres przejściowy .

W rozpatrywanym w pracy zagadnieniu $Kn \ll 1$, zatem niżej ograniczono się do rozpatrzenia prędkości kondensacji pary w zakresie continuum.

Wyniki prac [1], [3], [5] wskazują, że w tym zakresie $\alpha = 1/3$, zaś współczynnik a zależy od parametrów termodynamicznych i transportowych ośrodka (np. przewodności cieplnej, współczynnika dyfuzji pary w gazie itd.), które z kolei zależą od ciśnienia p i temperatury T oraz od współczynnika nasycenia pary S . Tak więc

$$f(m) = a(p, T, S)m^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

$$S = \frac{p_v}{p_s(T)} \quad (14)$$

gdzie: p_v – ciśnienie cząstkowe pary,
 p_s – ciśnienie nasycenia.

Otrzymane przez różnych badaczy wzory określające $a(p, T, S)$ różnią się między sobą, lecz najczęściej mają postać

$$f(m) = a_1(p, T)(S - 1)m^{\frac{1}{3}} \quad (13^*)$$

Najbardziej rozpowszechnione są wzory Masona [7] oraz Barretta-Clementa [1]. Dają one niewiele się od siebie różniące wyniki [6].

Cząstki aerozolowe osadzają się na powierzchniach wewnętrznych obudowy bezpieczeństwa w wyniku opadania grawitacyjnego, dyfuzji cząstek spowodowanej różnicą ich koncentracji w pobliżu powierzchni, termoforezy wynikającej z różnych temperatur gazu i powierzchni osadzania oraz dyfuzjoforezy związanej z kondensacją pary na powierzchni.

W warunkach panujących w obudowie bezpieczeństwa po awarii główną rolę w usuwaniu cząstek aerozolowych odgrywa opadanie grawitacyjne [10]. Korzystając ze znanej zależności na prędkość opadania grawitacyjnego, otrzymujemy zależność

$$r(m) = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{6\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} g \frac{A_s}{V} \frac{\rho_p^{\frac{1}{3}}}{\mu} m^{\frac{2}{3}} \quad (15)$$

gdzie: g – przyspieszenie grawitacyjne,
 A – powierzchnia dostępna dla opadania grawitacyjnego,
 V – objętość obudowy bezpieczeństwa,
 ρ_p – gęstość cząstek aerozolowych,
 μ – lepkość dynamiczna gazu.

Powyższa zależność może być stosowana w zakresie continuum. Rozszerzenie jej na zakres przejściowy jest możliwe dzięki zastosowaniu współczynnika Cunninghama [9].

3. OBLICZENIA I WNIOSKI

W trakcie poważnych awarii reaktorów jądrowych, gdy dochodzi do stopienia rdzenia, znaczna część materiału rdzenia wydostaje się do obudowy bezpieczeństwa w postaci aerozolu.

Szacuje się [9], [11], że liczba cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości może wynosić początkowo od 10^7 m^{-3} do 10^{14} m^{-3} , zaś początkowa masa cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości może zawierać się w przedziale od $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ do $8 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Promienie cząstek aerozolowych mogą zawierać się w przedziale od około $0,01 \text{ }\mu\text{m}$ do około $100 \text{ }\mu\text{m}$, a ich gęstość w przedziale od $4 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ do $10^4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

W przedstawionej pracy pominięto koagulację cząstek aerozolowych, zakładając że koncentracja cząstek aerozolowych w powietrzu jest dostatecznie mała. Wówczas można stosować równanie dynamiki aerozoli w postaci (1).

Obliczenia wykonano dla typowej obudowy bezpieczeństwa reaktora PWR w kształcie walca. Dla walca $A/V = 1/H$, gdzie H jest wysokością obudowy bezpieczeństwa. Przyjęto $H = 60 \text{ m}$, – typową wartość dla obudów bezpieczeństwa współczesnych reaktorów PWR.

Po awarii typu LOCA ciśnienie i temperatura wewnątrz obudowy bezpieczeństwa zmieniają się w czasie, ciśnienie w przedziale od $0,1 \text{ MPa}$ do około $0,3 \text{ MPa}$, a temperatura w przedziale od około 40°C do około 150°C [9]. Tutaj przyjęto temperaturę 100°C , ciśnienie początkowe powietrza $0,1 \text{ MPa}$.

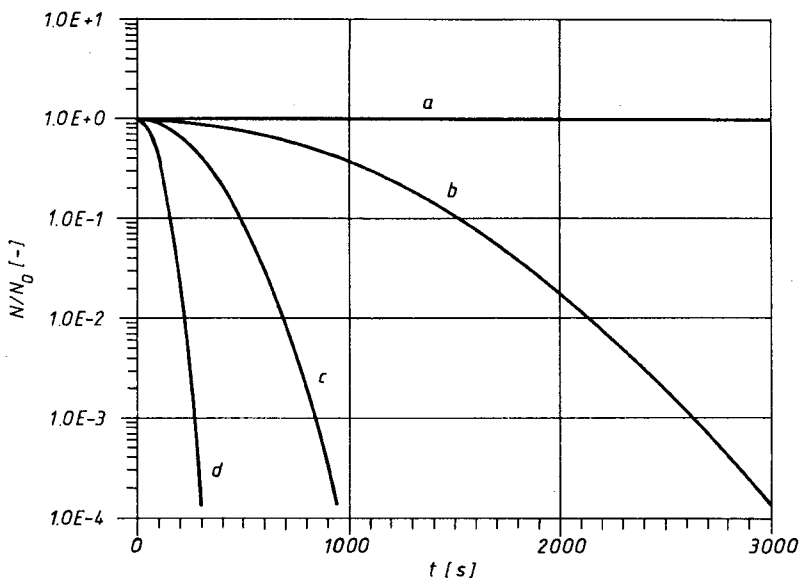
Korzystając z danych pracy [2] obliczono parametry termodynamiczne i transportowe i otrzymano wartość $a_1 = 0,27076 \cdot 10^{-8} \text{ kg}^{2/3} \cdot \text{s}^{-1}$ i $b = 1,0895 \cdot 10^4 \text{ kg}^{-2/3} \cdot \text{s}^{-1}$. Wartość a_1 otrzymano, korzystając z wzoru Barretta-Clementa dla zakresu continuum [1].

Na rys.1 przedstawiono zależność N/N_0 od czasu dla trzech wartości S , a mianowicie $S = 1,001, 1,01, 1,1$. Widać bardzo szybki spadek średniej liczby cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości.

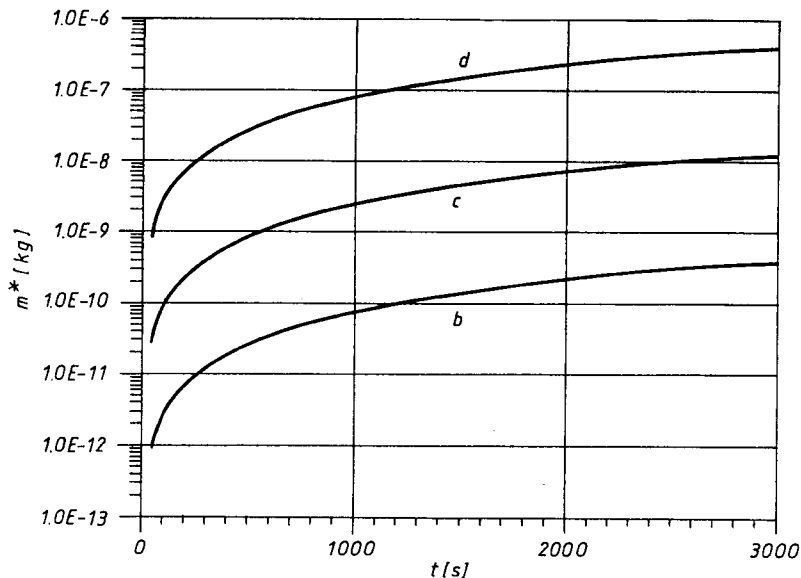
Dla porównania można podać, że w przypadku gdy w obudowie bezpieczeństwa nie ma pary wodnej, czas, po którym $N/N_0 = 10^{-4}$, jest znacznie większy od 10^6 s [10].

Aktywność aerozoli jest proporcjonalna do liczby cząstek aerozolowych w jednostkowej objętości, zatem spadek aktywności względnej jest taki sam jak spadek N/N_0 . Widać więc, że kondensacja pary na cząstkach aerozolowych

powoduje bardzo szybki spadek aktywności aerozoli w obudowie bezpieczeństwa reaktora jądowego. Jest to bardzo istotne z punktu widzenia zagrożenia radiologicznego w przypadku poważnej awarii reaktora jądowego.



Rys. 1. Zależność N/N_0 od czasu dla różnych wartości S : (a) $S = 1$ (brak kondensacji), (b) $S = 1,001$, (c) $S = 1,01$, (d) $S = 1,1$



Rys. 2. Zależność m^* od czasu dla różnych wartości S : (b) $S = 1,001$, (c) $S = 1,01$, (d) $S = 1,1$

Szybki spadek N/N_0 wyjaśnia rys.2, na którym przedstawiono zależność średniej masy cząstek aerozolowych od czasu. Masa m^* rośnie bardzo szybko, co zwiększa znacznie opadanie grawitacyjne cząstek aerozolowych.

Reasumując można stwierdzić, że kondensacja pary na cząstkach aerozolowych powoduje ich szybkie usuwanie z wnętrza obudowy bezpieczeństwa. Zmniejsza to w sposób istotny zagrożenie związane z poważnymi awariami reaktorów jądrowych chłodzonych wodą.

LITERATURA

- [1] Barrett J. C., Clement C. F.: *Growth rates for liquid drops*. J. Aerosol Sci., Vol.19, No.2, 1988, s. 223-242.
- [2] Irvine T. F., Liley P. E.: *Steam and gas tables with computer equations*. Academic Press, New York 1984.
- [3] Kielkiewicz M., Mościcki M.: *Kondensacyjny wzrost kropeł w zakresie continuum*. Biuletyn Informacyjny Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej, No.75, 1991, s. 23-38.
- [4] Kielkiewicz M., Mościcki M.: *Zmiany widma masowego cząstek aerozoli wywołane kondensacją pary*. Biuletyn Informacyjny Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej, No.76, 1992, s. 47-60.
- [5] Kielkiewicz M.: *Condensational growth and removal of droplets*. J. Aerosol Sci., Vol.24, No 2, 1993, s. 227-235.
- [6] Kulmala M., Majerowicz A., Wagner P. E.: *Condensational growth at large vapour concentration: limits of applicability of the Mason equation*. J. Aerosol Sci., Vol.20, No 8, 1989, s. 1023-1026.
- [7] Mason B. J.: *Clouds, rain and rainmaking*. Cambridge University Press, Cambridge 1975.
- [8] Pruppacher M. R., Klett J. D.: *Microphysics of clouds and precipitation*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1978.
- [9] *Report to the American Physical Society of the study group on radionuclide release from severe accidents at nuclear power plants*. Rev. Mod. Phys., Vol.57, No 3, Part II, July 1985.
- [10] Rogers, I. T. (Ed.): *Fission product transport processes in reactor accidents*. Hemisphere Publishing Corporation, New York 1990.
- [11] *Technical bases for estimating fission product behavior during LWR accidents*. NUREG-0772, June 1981.

INFLUENCE OF VAPOUR CONDENSATION ON REMOVAL OF AEROSOLS IN A NUCLEAR REACTOR CONTAINMENT

S u m m a r y

The change of the aerosol particle concentration in a nuclear reactor containment is considered when vapour condensation on aerosol particles is taken into account and coagulation is neglected. It has been shown that vapour condensation exerts essential influence on the aerosol particle concentration in a containment.

ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА УДАЛЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ИЗ ЗАЩИТНОЙ ОБОЛОЧКИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Краткое содержание

В работе рассматривается изменение концентрации аэрозольных частиц вызванное конденсацией пара на них, когда коагуляцией можно пренебречь. Показано, что конденсация пара имеет существенное влияние на уменьшение концентрации аэрозольных частиц внутри защитной оболочки.