

Adecuación del código SPARC90 para la simulación de la captura de aerosoles por rotura en el generador de vapor

A. Escrivá, J.L. Muñoz-Cobo, C. Berna, L.E. Herranz*

Instituto de Ingeniería Energética
Universidad Politécnica de Valencia. Camino de Vera 14, Valencia 46022

*CIEMAT
Avda. Complutense 22, Madrid 28040

1. INTRODUCCIÓN

El Grupo de Termohidráulica e Ingeniería Nuclear de UPV, junto con el CIEMAT, está desarrollando mejoras en el cálculo del factor de descontaminación para poder introducirlos en el código SPARC90 (*Suppression Pool Aerosol Removal Code*).

SPARC-90 es un código que permite calcular la captura de aerosoles en las piscinas. La cuantificación de esta captura es especialmente importante en caso de producirse un accidente que permitiera el paso de parte del inventario radiactivo del circuito primario al secundario. Dicha fuga puede ser consecuencia de un fenómeno conocido como SGTR (*Steam Generator Tube Rupture*), producido por la ruptura de uno o varios de los tubos que forman parte del generador de vapor de la central. Este suceso se encuentra entre los de diseño base que son considerados en las nuevas generaciones de reactores que cuentan con elementos de seguridad pasiva.

Este suceso provocado por la fatiga en los tubos del generador de vapor, puede conllevar que los productos radiactivos contenidos en el refrigerante pueden pasar del primario al secundario y de ahí a la atmósfera a través del sistema de eliminación de gas del condensador o las válvulas de alivio y seguridad. En caso de que esto suceda el material radiactivo deberá atravesar las piscinas, momento en el cual estas actuarán como filtro para esas partículas. Este fenómeno contará con un rendimiento que conocemos como DF (Factor de Descontaminación).

El código SPARC90 está pensado para realizar el cálculo en condiciones de descarga de aerosoles en piscinas, es por eso que se está trabajando para lograr un modelo analítico que adecúe el código a las condiciones de descarga en un generador de vapor.

2. NUEVO MODELO

Se está desarrollando un nuevo modelo de cálculo del factor de descontaminación para su incorporación en el código SPARC que tenga en cuenta toda la fenomenología que se produce en el caso de un accidente de este tipo.

En primer lugar se ha estudiado la zona de rotura para comprobar la posible existencia de flujo crítico. A continuación se ha estudiado el comportamiento del chorro que se produce. En la bibliografía consultada, los autores distinguen dos zonas claramente diferenciadas, la zona de establecimiento del jet y la zona del jet establecido, aunque desde el punto de vista del cálculo del factor de descontaminación es más adecuado distinguir entre la zona donde se produce el arranque de gotas (*entrainment*) y la zona donde no se produce el arranque. Con esta filosofía, en primer lugar se debe

determinar a qué velocidad se inicia el arranque de gotas, y a continuación el número y tamaño de las gotas producidas.

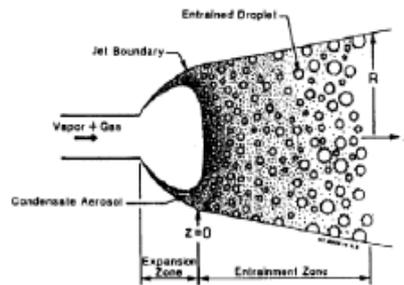


Figura 1. Estructura del jet sumergido.

Una vez conocido la parte hidrodinámica (las ecuaciones de conservación, por cuestión de espacio no se han incluido en esta ponencia), se procede al cálculo de la cantidad de partículas radiactivas (aerosoles) que son capturadas por las gotas, es decir, se calculará la eficiencia de colección de partículas debidas al impacto inercial, la difusión y la interceptación.

Por último se calcula el factor de descontaminación resultante.

3. ZONA DE LA ROTURA DEL TUBO

El primer aspecto que tenemos que estudiar es si en la rotura se produce flujo crítico. El flujo crítico se produce cuando el número de Mach es igual a 1

$$M = \frac{u}{c} \quad 1)$$

donde c es la velocidad del sonido en el gas y u es la velocidad del gas. En el caso de considerar pérdidas por fricción en la rotura, la expresión de la presión crítica es

$$P_{\text{crit}} = P_1 \left(\frac{2}{(\kappa + 1) + \chi(\kappa - 1)} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad 2)$$

donde γ es el coeficiente de expansión isentrópico, P_1 la presión en el interior del tubo, y χ es el coeficiente de pérdidas por fricción en la rotura.

En condiciones de flujo crítico y subcrítico, las velocidades de salida vendrán dadas por:

$$u = \sqrt{\gamma R T_1 \frac{2}{(\kappa + 1) + \chi(\kappa - 1)}} \quad P_0 < P_{\text{crit}} \quad 3)$$

$$u = \sqrt{\frac{2\gamma}{(\kappa + \chi)(\kappa - 1)} \left[\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_0}{\rho_0} \right]} \quad P_0 > P_{\text{crit}} \quad 4)$$

donde P_0 es la presión en la piscina.

4. CÁLCULO DEL INICIO DEL ARRANQUE DE GOTAS

En la literatura se pueden encontrar varias expresiones de la velocidad a la que se inicia el arranque de gotas (*entrainment inception velocity*). El mecanismo dominante es la

rotura de la cresta de la ola. El arranque de gotas empieza cuando la fuerza interfacial ejercida por el gas supera la tensión superficial que retiene al líquido.

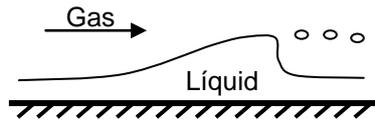


Figura 2. Mecanismo de arranque de gotas por rotura de la cresta de la ola.

Para obtener esta velocidad podemos utilizar diferentes modelos. Se citará en primer lugar un criterio de sencilla aplicación, el criterio de Kutateladze

$$Ku^2 = \frac{\rho_g u_g^2}{\sqrt{\sigma g \rho_l}} \geq 9.61 \quad 5)$$

Para continuar con uno de mayor complejidad, el modelo de Ishii y Grolmes

$$\begin{aligned} |j_g| &> \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \times N_\mu^{0.8} \quad \text{para } N_\mu \leq \frac{1}{15}; \text{Re}_f > 1635 \\ |j_g| &> \frac{\sigma}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \times 0.1146 \quad \text{para } N_\mu > \frac{1}{15}; \text{Re}_f > 1635 \end{aligned} \quad 6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mu_l j_g}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} &\geq 11.78 N_\mu^{0.8} \text{Re}_f^{-1/3} \quad \text{para } N_\mu \leq \frac{1}{15}; \text{Re}_f \leq 1635 \\ \frac{\mu_l j_g}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} &\geq 1.35 \text{Re}_f^{-1/3} \quad \text{para } N_\mu > \frac{1}{15}; \text{Re}_f \leq 1635 \end{aligned} \quad 7)$$

donde N_μ es el número de viscosidad

$$N_\mu = \frac{\mu}{\left(\rho_l \sigma \sqrt{g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/2}} \quad 8)$$

5. CÁLCULO DEL TAMAÑO DE LAS GOTAS

El cálculo del tamaño de las gotas producidas se suele relacionar con el número de Weber, que nos relaciona la inercia del fluido con la tensión superficial. Los distintos estudios experimentales llegan a valores críticos del número de Weber comprendidos entre 5 y 20, valores límite a partir de los que las gotas no son estables. La expresión más utilizada y sencilla para este, propuesta en primer lugar por Epstein, consiste simplemente en tomarlo con un valor constante de 12, siendo

$$We_c = \frac{\rho_g u_g^2 \phi_d}{\sigma} = 12 \quad 9)$$

Una expresión más elaborada presentada por Kolev y obtenida a partir de estudios basados en la rotura aerodinámica de gotas, predice el tamaño máximo estable de las gotas mediante la siguiente expresión,

$$We_c = \begin{cases} 55 \left(\frac{24}{\text{Re}_d} + \frac{20.1807}{\text{Re}_d^{0.615}} - \frac{16}{\text{Re}_d^{2/3}} \right) \left[+1.0770h^{1.64} \right] & \text{para } 200 < \text{Re}_d < 2000 \\ 5.48 \left[+1.0770h^{1.64} \right] & \text{para } 2000 < \text{Re}_d \end{cases} \quad 10)$$

donde los números de Reynolds y Ohnesorge vienen dados por,

$$Re_d = \frac{\rho_g (u_g - u_d) \phi_d}{\mu_g}; Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \phi_d \sigma}} \quad 11)$$

6. FLUJO MÁSCICO DE ENTRADA DEL LÍQUIDO EN EL JET

Una vez conocida la velocidad a partir de la que se produce el arranque de gotas y el tamaño máximo de estas se deberá determinar el flujo másico de entrada de gotas desde la piscina al jet gaseoso. Según la teoría de Mayer, el cual investigó la interacción entre corrientes gaseosas a alta velocidad con superficies líquidas, este flujo másico por unidad de superficie viene dado por

$$G_e = \rho_l \frac{\pi}{6} \frac{\lambda}{\Delta \tau} \quad 12)$$

donde λ es la longitud de onda de las perturbaciones en la interfase gas-líquido, Mayer supone que esta es igual al diámetro medio de las gotas arrancadas por el jet gaseoso (ϕ_{med}) y siendo $\Delta \tau$ su periodo, viniendo dados ambos por

$$\frac{1}{\Delta \tau} = c_1 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\rho_g (u_g - u_l)}{\sqrt{\sigma / \rho_l}} \frac{1}{\lambda^{1/2}} - 8\pi^2 \frac{\mu_l}{\rho_l} \frac{1}{\lambda^2} \quad 13)$$

$$\phi_{d,med} = 9\pi^3 \sqrt[3]{16} c_1 \left(\frac{\mu_l \sqrt{\sigma / \rho_l}}{c_1 \rho_g (u_g - u_l)} \right)^{2/3} \quad 14)$$

El flujo másico se puede obtener a partir de la velocidad de entrada del líquido al jet gaseoso (*entrainment velocity*) y de la densidad de este. Por la teoría de Spalding y Ricou esta velocidad se expresa como

$$v_e = e_0 u_g \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_i}} \quad 15)$$

donde e_0 es un coeficiente asociado con la velocidad de entrada del líquido en el jet y toma valores entre 0.06-0.12 y ρ_i viene dado por $\rho_i = \alpha_i \rho_g + (1 - \alpha_i) \rho_l$, siendo α_i la fracción de huecos del jet gaseoso. Pudiéndose recurrir a valores experimentales para la determinación de esta velocidad, como los presentados por Someya, el cual da unos valores de $v_e \approx 0.07$ m/s.

7. VELOCIDAD RELATIVA DE LAS GOTAS RESPECTO AL JET

Una vez conocido el tamaño y cantidad de gotas arrancadas debemos estimar su velocidad relativa respecto al gas (*slip ratio*). Para ello se puede emplear el número de Stokes:

$$S_R = \frac{u_d}{u_g} \approx \frac{1}{1 + St} \quad 16)$$

estando definido este como el cociente entre los tiempos característicos de la gota y del gas,

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_g} = \frac{\rho_d \phi_d^2 / 18 \mu_d}{D / u_g} \quad (17)$$

Otra posibilidad es el empleo de expresiones empíricas, como es el caso de la presentada por Someya:

$$u_d = 1.08 P_0 + 3.35 \quad (18)$$

8. EVALUACIÓN DEL CANTIDAD DE PARTÍCULAS RADIATIVAS CAPTURADAS POR LAS GOTAS

Suponemos que todas las gotas son esféricas, siendo estas las que van a capturar las partículas radiactivas. Estas gotas arrancadas del líquido circulan a una velocidad inferior a la del gas, por esta razón, alguno de los aerosoles que circulan en la corriente de gas, y a la misma velocidad de este, chocarán y serán capturados por las gotas. Para simplificar las expresiones que aparecen en este apartado, vamos a suponer que todas las partículas tienen el mismo tamaño y todas las gotas tienen el mismo diámetro.

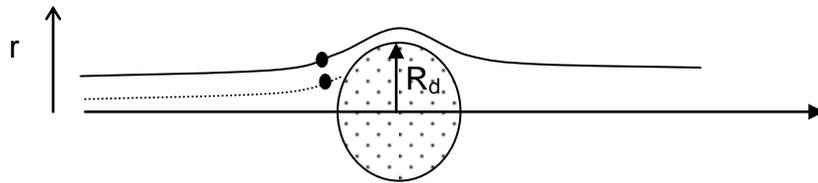


Figura 3. Líneas de corriente que siguen los aerosoles. Para valores de r pequeños los aerosoles serán capturados por las gotas.

En general se pueden considerar tres mecanismos diferentes que van a hacer que las gotas capturen partículas: el impacto inercial, la difusión Browniana y la interceptación.

$$\eta = \eta^{\text{impact}} + \eta^{\text{dif}} + \eta^{\text{intercep}} \quad (19)$$

Para calcular la eficiencia de colección por impacto inercial se utiliza el número de Stokes. Este número adimensional se utiliza para estudiar el comportamiento de partículas suspendidas en un fluido, y viene dado por:

$$Stk = \frac{\tau_p}{\tau_d} \quad (20)$$

donde τ_p es el tiempo de relajación de la partícula, en nuestro caso los aerosoles, y τ_d es el tiempo característico del obstáculo, es decir, el de las gotas de agua. Siendo obtenidos a partir de las siguientes expresiones:

$$\tau_p = \frac{8 \rho_p \phi_p}{6 C_D \rho_g |\bar{u}_g - \bar{u}_p|} \quad (21)$$

$$\tau_d = \frac{\phi_d}{\bar{u}_g - u_d} \quad (22)$$

donde C_D es el coeficiente de arrastre, para el que existen multitud de expresiones en la literatura. Se presenta a continuación la expresión propuesta por Clift y Gauvin, la cual es aplicable para números de Reynolds relativos inferiores a 2×10^5 ,

$$C_D = \frac{24}{Re_{rel}} \left(+0.15 Re_{rel}^{0.687} \right) \frac{0.42}{1 + 4.25 \times 10^4 Re_{rel}^{-1.16}} \quad (23)$$

siendo el número de Reynolds relativo,

$$\text{Re}_{\text{rel}} = \frac{\rho_g |\bar{u}_g - \bar{u}_p|}{\mu_g} \phi_p \quad (24)$$

Cuando $\text{Stk} \gg 1$, las partículas seguirán en línea recta mientras el fluido circula alrededor del obstáculo y las partículas impactarán con el obstáculo. Para $\text{Stk} \ll 1$, las partículas seguirán las líneas de corriente del fluido y no impactarán con el obstáculo.

Una vez obtenido el número de Stokes, la eficiencia de colección de una única gota vendría dada por la ecuación de Calvert:

$$\eta^{\text{impact}} = \left(\frac{\text{Stk}}{\text{Stk} + 0.35} \right)^2 \quad (25)$$

En la literatura se puede encontrar otras expresiones, como la propuesta por Slinn

$$\eta_{j,k}^{\text{impact}} = 0 \quad \text{para } \text{Stk} < \frac{S^*}{2} \quad (26)$$

$$\eta_{j,k}^{\text{impact}} = \left(\frac{2\text{Stk} - S^*}{2\text{Stk} + \frac{2}{3} - S^*} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho_p}{\rho_d} \right)^{1/2} \quad \text{para } \text{Stk} > \frac{S^*}{2} \quad (27)$$

donde

$$S^* = \frac{1.2 + \frac{1}{12} \ln \left(1 + \frac{\text{Re}_d}{2} \right)}{1 + \ln \left(1 + \frac{\text{Re}_d}{2} \right)} \quad (28)$$

y Re_d es el número de Reynolds de la gota:

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_g |\bar{u}_g - u_d|}{\mu_g} \phi_d \quad (29)$$

El movimiento de las partículas debido a la difusión Browniana induce que las gotas puedan capturar partículas por difusión. Siendo la eficiencia de colección:

$$\eta^{\text{diff}} = \frac{4}{\left(\frac{\text{Re}_d}{2} \right) \text{Sc}} \left[1 + 0.4 \left(\frac{\text{Re}_d}{2} \right)^{1/2} \text{Sc}^{1/3} + 0.16 \left(\frac{\text{Re}_d}{2} \right)^{1/2} \text{Sc}^{1/2} \right] \quad (30)$$

donde el número de Schmidt es

$$\text{Sc} = \frac{\mu_g}{\rho_g D_{\text{diff}}} \quad (31)$$

y el coeficiente de difusión D_{diff}

$$D_{\text{diff}} = \frac{K_b T C_c}{3\pi \mu_g \phi_p} \quad (32)$$

donde K_b es la constante de Boltzmann (1.38054×10^{-23} J/K); T es la temperatura del gas; C_c es el factor de corrección del deslizamiento de Cunningham

$$C_c = 1 + 2.493 \frac{\lambda}{\phi_p} + 0.84 \frac{\lambda}{\phi_p} \exp\left(-0.435 \frac{\phi_p}{\lambda}\right) \quad (33)$$

donde λ es el recorrido libre medio de las moléculas de aire

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma} \quad (34)$$

siendo n el número de moléculas por unidad de volumen, y

$$\sigma = \pi d_{\text{colis,mol}}^2 = \pi (0.7 \times 10^{-10})^2 n^2 \quad (35)$$

El tercer mecanismo que se considera es el de intercepción de las líneas de corriente por las gotas. En este caso:

$$\eta^{\text{intercep}} = 4 \frac{\phi_p}{\phi_d} \left[\frac{\mu_g}{\mu_l} + \left(1 + 2 \left(\frac{Re_d}{2} \right)^{1/2} \right) \frac{\phi_p}{\phi_d} \right] \quad (36)$$

9. CÁLCULO DEL FACTOR DE DESCONTAMINACIÓN

El factor de descontaminación se define como:

$$DF = \frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} \quad (37)$$

de donde el factor de retención es

$$R_f = 1 - \frac{1}{DF} = \frac{\dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}}{\dot{m}_{in}} \quad (38)$$

Si la descontaminación tiene lugar en varias etapas, el factor de descontaminación se obtendría como el productorio:

$$DF = \prod_n DF_n \quad (39)$$

donde n son las diferentes etapas (o zonas) presentes en el generador de vapor en las que van a quedar retenidas las partículas radiactivas.

Teniendo en cuenta la eficiencia de colección de partículas, η , la masa de partículas colectadas por segundo por una gota en la posición z es

$$\frac{dm_g}{dt} = \dot{m}_g \left[-\frac{\pi \phi_d^2}{4} (u_g - u_d) c_p \eta \right] \quad (40)$$

donde c_p es la concentración másica de partículas en la posición axial z. La masa total de partículas colectadas por todas las gotas presentes en un dz

$$d\dot{M} = \left[-\frac{\pi \phi_d^2}{4} (u_g - u_d) c_p \eta N_d \pi R^2 dz \right] \quad (41)$$

donde N_d es la concentración numérica de gotas.

Sabiendo que el número de gotas que pasan a través del área $\pi R^2(z)$ es

$$\dot{M}_{\text{aerosol}} = \pi R^2 \alpha \dot{U}_g \dot{C}_p \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\gamma} \quad (42)$$

se puede obtener que el factor de descontaminación en una etapa i vendrá dado por

$$\frac{\dot{M}_{\text{aerosol},i}}{\dot{M}_{\text{aerosol},i+dz}} = \exp\left(\int_{z_i}^{z_i+dz} \gamma dz\right) = DF_i \quad (43)$$

con

$$\gamma = \left[\frac{\pi \Phi_d^2}{4} \frac{(\dot{U}_g - u_d)}{\alpha \dot{U}_g} \right] \eta N_d \quad (44)$$

Y, finalmente, el factor de descontaminación total será:

$$DF = \prod_{i=1}^N DF_i = \frac{\dot{M}_{\text{aerosol},1} \dot{M}_{\text{aerosol},2} \dots \dot{M}_{\text{aerosol},N}}{\dot{M}_{\text{aerosol},2} \dot{M}_{\text{aerosol},3} \dots \dot{M}_{\text{aerosol},N-1}} = \prod_{i=1}^N \left[\exp\left(\int_{z_i}^{z_i+dz} \gamma dz\right) \right] \quad (45)$$

10. CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta un nuevo modelo para el cálculo del factor de descontaminación del generador de vapor cuando se produce una rotura en el interior de este. Dicho modelo está siendo implementado en el código SPARC90, siendo el objetivo principal simular las consecuencias derivadas de la rotura de un tubo de un generador de vapor, calculando con mayor exactitud la cantidad de aerosoles que son retenidos por el agua presente en el generador de vapor.

BIBLIGRAFÍA

- Clift, R.; Grace, J.R. & Weber, E. **“Bubbles, Drops, and Particles”**. Ed. Academic Press, New York. (1978).
- Hazuku, T.; Takamasa, T.; Hibiki, T. & Ishii, M. **“Interfacial area concentration in annular two-phase flow”**. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 50, pag. 2986-2995. (2007).
- Ishii, M. & Mishima, K. **“Droplet entrainment correlation in annular two-phase flow”**. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 32, pag. 1835-1846. (1989).
- Kocamustafaogullari, G.; Smits, S.R. & Razi, J. **“Maximum and mean droplet sizes in annular two-phase flow”**. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 37, pag. 955-965. (1994).
- Kolev N.I. **“Multiphase Flow Dynamics 2: Thermal and Mechanical Interactions”**. Springer Science & Business Media, 3th Edition (2007).
- Lamb, H. **“Hydrodynamics”**. Cambridge University Press. 6th Edition. (1975).
- Rudnick, S.N.; Koehler, J.L.M.; Martin, K.P.; Leith, D. & Cooper, D.W. **“Particle Collection Efficiency in a Venturi Scrubber: Comparison of Experiments with Theory”**. Environmental Science & Technology, Vol. 20, No. 3, pag. 237-242. (1986).
- Seinfeld, J. H. & Pandis, S. N. **“Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change”**. Ed. Wiley and Sons, New Jersey. 2nd Edition. (2006).
- Someya S., Uchida M., Li Y., Ohshima H. & Okamoto K. **“Entrained droplets in underexpanded gas jet in water”**. Journal of Visualization, DOI 10.1007/s12650-011-0089-7 (2011).
- Wang, X.; Zhang, L. & Moran, M.D. **“Uncertainty assessment of current size-resolved parameterizations for below-cloud particle scavenging by rain”**. Atmos. Chem. Phys. Discuss., Vol.10, pag. 2503–2548. (2010)
- Zhao, H. & Zheng, C. **“Stochastic Algorithm and Numerical Simulation for Drop Scavenging of Aerosol”**. Applied Mathematics and Mechanics, Vol. 27, No. 10, pag. 1321-1332. (2006).