

Dispositivi di scarico di sicurezza con efflusso bifase

Sistemi liquido/vapore

di Renato Rota, Sergio Carrà, Marialuisa Caldi, Giuseppe Biardi e Giuseppe Mulè

Le valvole di sicurezza e i dischi di rottura (indicati come dispositivi di scarico di sicurezza) rappresentano una delle tipologie di intervento più utilizzate in condizioni di emergenza per impedire il collasso del recipiente a seguito di un'anomalia di processo. Nel presente lavoro vengono riassunte le procedure di calcolo della sezione di scarico di tali dispositivi a fronte di varie situazioni incidentali e di diverse situazioni di scarico. In particolare viene analizzato il caso di efflusso bifase, ponendo l'accento su metodi generali, ma di facile utilizzo.

I dispositivi di scarico di emergenza servono a sfogare all'esterno del recipiente la quantità di materia e/o di energia trasferita, in modo improprio, al fluido in esso contenuto. In altri termini, il dimensionamento di un sistema di scarico di sicurezza richiede di bilanciare la velocità con cui aumenta il volume dei fluidi all'interno del recipiente con la portata volumetrica scaricata attraverso il dispositivo di emergenza:

$$AG/\rho_1=W_{vol} \quad (1)$$

dove A rappresenta la sezione di sfogo [m²], G la portata massica specifica scaricata attraverso il dispositivo di emergenza [kg/(m² s)], ρ_1 la densità del fluido scaricato nelle condizioni di gola del dispositivo di scarico [kg/m³] e W_{vol} la portata volumetrica generata all'interno del recipiente [m³/s]. La sequenza logica per dimensionare il dispositivo di protezione è ampiamente discussa in diversi manuali (e.g. [1, 2, 28]). Qui preme solo ricordare che un punto cruciale è la definizione delle condizioni di efflusso, monofase o bifase. In altri termini, bisogna definire se il dispositivo di sicurezza deve essere progettato per solo efflusso monofase (liquido o vapore), oppure per un efflusso bifase. Quest'ultimo può essere causato da diversi fattori. Per prima cosa, nel caso

di un recipiente soggetto a riscaldamento esterno (per esempio a causa di un incendio) l'apertura del dispositivo di sicurezza può provocare una rapida depressurizzazione del recipiente, con conseguente formazione di bolle di gas non solo nella zona a contatto con la superficie riscaldata, ma anche in seno all'intera massa del liquido. Lo stesso tipo di efflusso si riscontra nel caso di una reazione chimica esotermica che ha luogo in un liquido volatile (in questo caso il riscaldamento avviene direttamente all'interno della massa del liquido) o di una reazione chimica che produce un composto gassoso (nel qual caso si ha la formazione diretta di bolle di gas in seno al liquido).

In ogni caso, ciascuna bolla formatasi all'interno del liquido occupa un volume maggiore del liquido da cui si origina e quindi tende a spostare verso l'alto il livello del liquido. Si forma in pratica una "schiuma", la cui altezza dipende dalla quantità di vapore che rimane intrappolata nel liquido. Liquidi molto viscosi o schiumosi possono essere soggetti a notevoli innalzamenti del livello anche a basse portate di vapori che ne risalgono la massa, ma anche liquidi non viscosi e non schiumosi possono espandersi notevolmente in presenza di elevate portate di gas o vapori.

Se rimane intrappolato un volume sufficiente di vapore, la superficie della "schiuma" raggiunge l'imbocco del dispositivo di sicurezza e viene scaricata una miscela di liquido e vapore. Per un dato dispositivo di scarico e per una data pressione di apertura, l'effetto di un efflusso bifase è quello di aumentare la portata massica scaricata diminuendo, però, la portata volumetrica scaricata rispetto a quella che si avrebbe nel caso di efflusso monofase vapore.

Renato Rota, Sergio Carrà, Dipartimento di Chimica Fisica Applicata - Politecnico di Milano - Via Mancinelli, 7 - 20131 Milano; Marialuisa Caldi, Giuseppe Biardi, Dipartimento di Chimica Industriale e Ingegneria Chimica - Politecnico di Milano - Piazza L. Da Vinci, 32 - 20133 Milano; Giuseppe Mulè, ISPESL - Via Mangiagalli, 3 - 20133 Milano.

Un tale comportamento è generale: lo scarico di miscele bifase richiede sezioni superiori a quelle necessarie nel caso di efflusso monofase vapore. Ne consegue che i dispositivi di scarico di emergenza progettati sulla base dell'ipotesi di efflusso monofase vapore risultano inefficaci a proteggere il recipiente quando si presenti un efflusso bifase.

La (1) può essere messa nella forma:

$$A=W/G \quad (2)$$

dove $W=W_{vol} \rho_1$ [kg/s] rappresenta la portata massica che deve essere scaricata per garantire le condizioni di sicurezza nel recipiente. Dalla (2) si vede che il dimensionamento del dispositivo di scarico (cioè il calcolo di A) richiede la conoscenza della portata specifica scaricata dal dispositivo G e della portata da scaricare W nelle condizioni di emergenza. La valutazione di G richiede un modello di efflusso attraverso il dispositivo di scarico, mentre W può essere stimato sulla base dei bilanci di materia e di energia nelle condizioni incidentali. Il valore dell'area di scarico così ottenuta deve poi essere diviso per un opportuno coefficiente (detto di *efflusso*) minore di uno che tiene conto in modo efficace delle approssimazioni introdotte nei calcoli [1].

In questo lavoro viene riportato un riassunto dei criteri di dimensionamento dei dispositivi di scarico di emergenza per recipienti contenenti liquidi in equilibrio col proprio vapore soggetti a un riscaldamento interno o esterno. Nel primo caso il riscaldamento è dovuto a una reazione esotermica fugitiva (*runaway*), mentre nel secondo caso il recipiente risulta esposto, per esempio, a un incendio esterno. In entrambi i casi si analizzerà solo la situazione in cui l'aumento di pressione nel recipiente sia dovuto alla parziale evaporazione del liquido e non, quindi, alla formazione di composti incoercibili. Una tale situazione verrà esaminata in una prossima memoria. L'accento verrà posto soprattutto su metodi generali, ma di facile utilizzo, riconducibili quindi a relazioni algebriche o grafiche tra le grandezze di interesse. Ulteriori approfondimenti o i dettagli dei metodi non discussi a fondo potranno essere trovati nella letteratura di volta in volta citata.

Calcolo della portata da scaricare

La valutazione della portata da scaricare può essere effettuata partendo dalle equazioni di bilancio di materia ed energia che regolano la dinamica del sistema. Un approccio rigoroso richiederebbe la conoscenza della cinetica chimica delle reazioni coinvolte, della termodinamica che regola l'equilibrio tra la miscela liquida e quella vapore, della fluidodinamica che descrive il moto del vapore che risale il liquido presente nel recipiente e quello dell'effluente attraverso il dispositivo di scarico.

Se tali informazioni sono disponibili, è possibile utilizzare codici di calcolo in grado di fornire una previsione affidabile dell'evoluzione temporale della pressione nel recipiente in funzione del dispositivo di scarico installato (e.g. [3, 4]).

D'altro canto, se alcune di queste informazioni non sono reperibili (come solitamente accade per i processi tipici dell'industria chimica medio-piccola o dell'industria farmaceutica), non è possibile sfruttare appieno la potenzialità di tali programmi. In questo caso risulta più adeguato un approccio approssimato che consenta una stima dell'area di

scarico con un'affidabilità comparabile a quella con cui sono note le grandezze utilizzate. In questa ottica, si consideri un recipiente contenente un fluido puro in equilibrio col suo vapore, o una miscela assimilabile a un fluido puro dal punto di vista dell'equilibrio liquido/vapore. Questo è solitamente ben approssimato nella pratica per esempio quando un composto (il solvente) è presente in largo eccesso o i componenti la miscela hanno caratteristiche chimico-fisiche molto simili. In entrambi i casi la composizione delle due fasi è simile e la relazione univoca che esiste tra la pressione del sistema e la temperatura può essere approssimata da una relazione del tipo cosiddetto di Clapeyron:

$$\ln P = a - b/t \quad (3)$$

La correttezza di tale assunzione può essere facilmente verificata per il sistema in esame coi codici di calcolo normalmente utilizzati per la progettazione delle unità di impianto (e.g. [5]). Considerando il caso generale di un sistema reagente che riceve calore dall'esterno e che scarica una certa portata attraverso il dispositivo di emergenza, i bilanci di materia e di energia sono rappresentati dalle seguenti relazioni:

$$\frac{d}{dt}(\mu) = Q - W(u_1 + P v_1) \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}(m) = -W \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}(m_j) = -W_j + R_j \quad (6)$$

in cui si sono considerate le grandezze massiche medie della miscela liquido-vapore, quali il volume specifico $v = v^L + x(v^G - v^L)$ [m³/kg] e l'energia interna specifica $u = u^L + x(u^G - u^L)$ [kJ/kg]. I rimanenti simboli hanno il seguente significato: m [kg] è la massa totale contenuta nel recipiente; x [kg_{gas}/kg_{tot}] è la frazione massica di gas contenuta nel recipiente; P [kPa] è la pressione; W [kg/s] è la portata massica scaricata; Q [kW] è la potenza termica entrante attraverso le pareti del recipiente; t [s] è il tempo; R [kg/s] è la velocità di produzione a seguito di reazioni chimiche. Con il pedice 1 si sono indicate le condizioni nella gola del sistema di scarico, col pedice j le grandezze relative al composto j, mentre gli apici L e G si riferiscono alla fase liquida e gassosa, rispettivamente. Le equazioni precedenti possono essere riarrangiate come segue per fornire delle relazioni di facile utilizzo facendo alcune semplificazioni. Per prima cosa si nota che l'approssimazione di pseudo-monocomponente (cioè di composizione della fase liquida e gassosa molto simili: $\omega_j^L \approx \omega_j^G \approx \omega_j$) conduce alla seguente relazione tra la massa di ciascun composto e la massa totale:

$$m_j = m[(1-x)\omega_j^L + x\omega_j^G] \approx m\omega_j \quad (7)$$

in cui la frazione massica complessiva w_j non dipende da x. Inserendo la (7) nella (6) e approssimando coerentemente $W_j \approx W\omega_j$ si ottiene:

$$\frac{d}{dt}(\omega_j) \approx \frac{R_j}{m} \quad (8)$$

Inserendo la (5) nella (4) e ricordando la (7) si ricava:

$$m \frac{d}{dt} \left(\sum_j \omega_j u_j \right) \approx Q - W(u_1 - u + P v_1) \quad (9)$$

La derivata presente nel termine a sinistra di questa equazione può essere riscritta, considerando la (8) e le definizioni di grandezze di miscela riportate in precedenza, come:

$$\sum_j \left(\omega_j \frac{du_j}{dt} + u_j \frac{d\omega_j}{dt} \right) \approx \sum_j \left\{ \omega_j \left[\frac{du_j^L}{dT} \frac{dT}{dt} + (u_j^G - u_j^L) \frac{dx}{dt} + x \left(\frac{du_j^G}{dT} - \frac{du_j^L}{dT} \right) \frac{dT}{dt} \right] + \frac{u_j R_j}{m} \right\} \quad (10)$$

in cui si è trascurata la dipendenza della energia interna dalla pressione. Ponendo $du_j/dT=C_{Vj}$ (calore specifico a volume costante del composto j), $\sum_j \omega_j C_{Vj}=C_V$ e $-\sum_j u_j R_j/m=q$ (che assume il senso di calore sviluppato dalle reazioni per unità di massa della miscela reagente presente nel recipiente) e ricordando che $u_1=u^L+x_1(u^G-u^L)$, la (10) inserita nella (9) porta alla seguente relazione:

$$m \left[(1-X)C_V^L + xC_V^G \right] \frac{dT}{dt} \approx Q + mq - W \left[(x_1 - x)(u^G - u^L) + P v_1 \right] - m(u^G - u^L) \frac{dx}{dt} \quad (11)$$

In generale la massa del liquido presente nel recipiente è molto maggiore di quella del vapore (cioè $x \ll 1$) e l'accumulo di calore nella fase gassosa risulta trascurabile rispetto a quello nella fase liquida: ne consegue che $(1-x)C_V^L + xC_V^G \approx C_V^L$. Inoltre, dal bilancio materiale (5), unito all'ovvia relazione $v=V/m$ (essendo V il volume totale del recipiente) e all'ipotesi che il volume del recipiente sia costante, si ricava facilmente la relazione:

$$m \frac{dv}{dt} = vW \quad (12)$$

Trascurando le variazioni nel tempo dei volumi specifici nell'intorno delle condizioni di apertura dello scarico di emergenza è possibile scrivere:

$$m \frac{d}{dt} (v^L + x(v^G - v^L)) \approx m(v^G - v^L) \frac{dx}{dt}$$

Ricordando che $u^G-u^L=h^G-h^L-Pv^G+Pv^L=\Delta h_{ev}-P(v^G-v^L)$, dove con Δh_{ev} [kJ/kg] si è indicata l'entalpia specifica di evaporazione del liquido alle condizioni di pressione e temperatura cui si trova il recipiente (nel caso di miscele, coerentemente con l'assunzione che le composizioni delle due fasi siano poco differenti e nell'ulteriore ipotesi di comportamento ideale delle stesse, questa grandezza può essere stimata come $\Delta h_{ev} \approx \sum_j \omega_j \Delta h_{ev,j}$), la (11) può quindi essere messa nella forma:

$$m C_V^L \frac{dT}{dt} \approx Q + mq - W \left[(x_1 - x)(u^G - u^L) + P v_1 + (u^G - u^L) \frac{v}{v^G - v^L} \right] \quad (13)$$

Con alcuni passaggi algebrici [6] si può quindi ottenere:

$$m C_V^L \frac{dT}{dt} \approx Q + mq - W \Delta h_{ev} \left[x_{1+} + \frac{v^L}{v^G - v^L} \right] \quad (14)$$

in cui i termini a destra rappresentano rispettivamente la velocità con cui la temperatura (e quindi la pressione) tende a crescere a causa del riscaldamento esterno (Q) o delle reazioni esotermiche (mq), e tende a diminuire grazie allo scarico ($W \Delta h_{ev} [x_{1+} + v^L/(v^G - v^L)]$). Da questa equazione si possono facilmente ricavare le relazioni valide per un efflusso monofase vapore ($x_1=1$), monofase liquido ($x_1=0$) o bifase. In quest'ultimo caso è necessario utilizzare un modello di moto dei vapori che risalgono la massa liquida presente nel recipiente per stimare il valore di x_1 . Un approccio conservativo (e spesso ragionevole) è quello di considerare un efflusso omogeneo, cioè con un titolo allo scarico pari a quello medio presente nel recipiente ($x_1=x$). Si ricavano inoltre facilmente le relazioni per il caso di riscaldamento esterno di un fluido non reattivo ($q=0$) o per reazione *runaway* in assenza di riscaldamento esterno ($Q=0$). È importante segnalare che, in queste condizioni, il valore di q può essere dedotto da semplici prove calorimetriche adiabatiche su campioni chiusi. Infatti in questo caso la (14) diventa:

$$C_V^L \frac{dT}{dt} \approx q \quad (15)$$

che consente di ricavare il valore di q da misure di dT/dt . Questo valore risulta ovviamente variabile con il tempo: il valore da utilizzare è quello misurato in corrispondenza della temperatura a cui il sistema di emergenza entra in funzione. In alternativa è possibile utilizzare la media aritmetica tra tale valore e il massimo valore di q misurato durante la prova calorimetrica [7, 8]. Inoltre, è importante sottolineare che il valore di q da utilizzare nel caso di simultaneo riscaldamento esterno e reazione *runaway* non è quello misurato da prove calorimetriche in condizioni adiabatiche, ma deve essere valutato quando si fornisce al campione una potenza termica analoga a quella che ci si aspetta entri nel sistema reale in condizioni incidentali. Il valore di q così misurato può essere diverso da quello ottenuto in condizioni adiabatiche. A questo proposito, si noti che nel caso di efflusso bifase dal dispositivo di emergenza, l'intero recipiente risulta pieno di "schiuma"; di conseguenza l'intera superficie del recipiente risulta bagnata e quindi in grado di scambiare efficientemente calore. Di questo si deve tener conto nella stima della potenza termica trasmessa al fluido nel caso di un incendio esterno.

Per assegnati valori di Q , q e x_1 , il valore della portata da scaricare W viene calcolato dalla (14) sulla base di opportune ipotesi sul valore di dT/dt . L'assunzione più usuale deriva dalla richiesta che dopo l'apertura del dispositivo di scarico la pressione non aumenti ulteriormente, cioè che $dP/dt=0$ nelle condizioni di apertura. Dalla (3) questa richiesta si traduce in $dT/dt=0$ nelle condizioni di apertura, per cui la (14) fornisce la relazione per il calcolo di W :

$$W \approx \frac{Q + mq}{\Delta h_{ev} \left[x_1 + \frac{v^L}{v^G - v^L} \right]} \approx \frac{Q + mq}{\Delta h_{ev} \frac{x_1 v^G + v^L}{v^G}} \quad (16)$$

in cui si è inserita anche la approssimazione $v^G \cdot v^L \approx v^G$.
 A titolo di esempio, per il caso di riscaldamento esterno di un fluido non reagente ($q=0$) con efflusso monofase vapore dal dispositivo di emergenza ($x_1=1$) la (16) si riduce alla ben nota relazione:

$$W \approx \frac{Q}{\Delta h_{ev}} \quad (17)$$

Relazioni analoghe si possono ricavare per le altre situazioni, come riassunto nella Tabella 1. In alcuni casi può risultare utile dimensionare un dispositivo di scarico di emergenza in modo che alla sua apertura la portata scaricata non sia tale da mantenere costante il valore della pressione, ma consenta un suo ulteriore aumento (solitamente dell'ordine di qualche per cento rispetto al valore di apertura, in termini di pressione relativa). L'utilità di questo approccio risiede nel fatto che durante lo scarico diminuisce la massa presente nel recipiente. Infatti, se la velocità con cui la pressione tende a crescere si riduce al diminuire della massa presente, come si nota

mette un ulteriore aumento di pressione dopo l'inizio dello scarico è possibile ridurre la portata da scaricare e di conseguenza la sezione di scarico. Un discorso assolutamente analogo vale nel caso in cui la velocità di riduzione della pressione dovuta allo scarico aumenta al diminuire della massa presente. Anche in questo caso imporre $dT/dt=0$ dopo un certo tempo dall'apertura del dispositivo di scarico implica una portata da scaricare inferiore.

Evidentemente, nel caso di scarico monofase, sia liquido ($x_1=0$) sia vapore ($x_1=1$), il termine $W \Delta h_{ev} [x_1 + v^L / (v^G - v^L)]$ non dipende dalla massa presente nel recipiente e quindi, almeno in prima approssimazione, non vi è alcun vantaggio nel consentire un aumento di pressione dopo l'apertura. Viceversa, nel caso di scarico bifase, assumendo che la miscela scaricata abbia lo stesso titolo di quella mediamente presente nel recipiente si ha che $x_1 = x = m^G / m$ e quindi il termine che determina la riduzione della pressione aumenta al diminuire della massa presente. Quindi, anche nel caso di riscaldamento dall'esterno non si hanno significativi vantaggi a consentire un aumento di pressione dopo l'inizio dello scarico se l'efflusso è monofase, mentre risulta vantaggioso nel caso di

efflusso bifase.

Sulla base di alcune ipotesi semplificative è anche possibile ottenere una stima della portata da scaricare nel caso in cui si consenta un ulteriore aumento della pressione dopo l'apertura del dispositivo di emergenza [8].

Le principali semplificazioni richiedono di assumere costanti tra l'inizio dello scarico e il punto di massima pressione la portata scaricata (W), la potenza entrante (Q) o l'energia liberata dalla reazione (q) e tutte le proprietà chimico-fisiche del fluido (e.g. C_V^L , Δh_{ev} , v). Sulla base di queste ipotesi il bilancio di materia (5) può essere integrato a dare la massa residua nel recipiente in funzione del tempo dall'apertura, t :

$$m \approx m_0 - Wt \quad (18)$$

dalla (14), allora è evidente che imporre l'annullamento della derivata della temperatura (e quindi della pressione) dopo un certo tempo dall'apertura del dispositivo di scarico richiederà una portata da scaricare inferiore rispetto al caso in cui si imponga $dT/dt=0$ alle condizioni di apertura. Questo è sempre verificato quando sia presente una reazione esotermica, in cui il termine che determina l'aumento di pressione ($m_0 q$) è proporzionale alla massa presente. Ne consegue che nel caso di reazioni esotermiche se si am-

dove m_0 è la massa presente inizialmente nel recipiente. Consideriamo a titolo di esempio il caso semplice di reazione esotermica ($Q=0$) con un efflusso monofase vapore ($x_1=1$). Inserendo la (18) nella (14) e ponendo $dT/dt=0$ si può ricavare una stima del tempo a cui la temperatura raggiunge il suo massimo valore, t_m :

$$t_m \approx t_e - \frac{\Delta h_{ev}}{q} \quad (19)$$

Tabella 1 - Esempi di relazioni approssimate per la stima della portata da scaricare W [kg/s] in differenti situazioni incidentali

Causa incidentale	Efflusso vapore	Efflusso liquido	Efflusso bifase omogeneo
Massima pressione ammessa = pressione di apertura			
Incendio	$W \approx \frac{Q}{\Delta h_{ev}}$	$W \approx \frac{Q}{\Delta h_{ev}} \frac{v^G}{v^L}$	$W \approx \frac{Q}{\Delta h_{ev}} \frac{v^G}{V/m_0}$
Reazione esotermica	$W \approx \frac{m_0 q}{\Delta h_{ev}}$	$W \approx \frac{m_0 q}{\Delta h_{ev}} \frac{v^G}{v^L}$	$W \approx \frac{m_0 q}{\Delta h_{ev}} \frac{v^G}{V/m_0}$
Massima pressione ammessa > pressione di apertura			
Incendio	<i>non significativa</i>	<i>non significativa</i>	$\Delta T \approx \frac{V \Delta H_{ev}}{m_0 C_V^L v^G} +$ $- \frac{Q}{W C_V^L} \left[1 - \ln \left(\frac{m_0 Q v^G}{V W \Delta h_{ev}} \right) \right]$
Reazione esotermica	$\frac{\Delta T C_V^L}{\Delta h_{ev}} \approx$ $\frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W} - \ln \left(\frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W} \right) - 1$	$\frac{\Delta T C_V^L v^G}{\Delta h_{ev} v^L} \approx$ $\frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W} \frac{v^G}{v^L} - \ln \left(\frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W} \frac{v^G}{v^L} \right) - 1$	$W \approx \frac{m_0 q}{\left[\left(\frac{V \Delta h_{ev}}{m_0 v^G} \right)^{1/2} + (C_V^L \Delta T)^{1/2} \right]^2}$

Q [W] è la potenza termica entrante nel fluido a causa di un incendio esterno; q [W/kg] è la potenza termica liberata dalle reazioni esotermiche misurata in un sistema chiuso e adiabatico; m_0 [kg] è la massa inizialmente presente nel sistema; v [m^3/kg] è il volume specifico, cioè l'inverso della densità, del liquido (L) o del vapore (G); Δh_{ev} [J/kg] è l'entalpia di evaporazione; V [m^3] è il volume totale del recipiente; ΔT rappresenta il massimo innalzamento di temperatura ammesso dopo l'apertura dello scarico.

dove si è utilizzata (come anche nel seguito) l'approssimazione $v^G \cdot v^L \approx v^G$ e con $t_e = m_0/W$ si è indicato il tempo necessario allo svuotamento completo del recipiente. Sempre utilizzando la (18) è possibile integrare analiticamente la (14) per ottenere una stima dell'andamento della temperatura in funzione del tempo tra l'apertura e il punto di massima temperatura (e quindi di massima pressione):

$$T \approx T_s + \frac{qt}{C_V^L} + \frac{\Delta h_{ev}}{C_V^L} \ln\left(1 - \frac{t}{t_e}\right) \quad (20)$$

dove T_s rappresenta la temperatura nelle condizioni di apertura del dispositivo di scarico. Inserendo la (19) nella (20) si può infine ricavare una stima della portata scaricata (contenuta nel termine $t_e = m_0/W$) nel momento di massima pressione:

$$\frac{\Delta T C_V^L}{\Delta h_{ev}} \approx \frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W} - \ln\left(\frac{m_0 q}{\Delta h_{ev} W}\right) - 1 \quad (21)$$

dove $\Delta T = T_M - T_s$ rappresenta il massimo innalzamento di temperatura (e quindi di pressione) ammesso dopo l'apertura dello scarico. La (21) fornisce il valore di W in forma implicita e rappresenta un'equazione algebrica non lineare che può essere risolta numericamente. Relazioni analoghe per la portata da scaricare in funzione della sovrappressione (e quindi della sovratemperatura, ΔT) ammessa si possono ricavare per le altre situazioni, come riassunto nella Tabella 1.

Calcolo della portata specifica

Il calcolo della portata bifase che può essere scaricata attraverso un dispositivo di sicurezza presenta un elevato grado di complessità correlato con il grande numero di fenomeni coinvolti (trasferimento di energia, materia e quantità di moto tra le fasi, raggiungimento o meno dell'equilibrio termodinamico, presenza di fenomeni di attrito) e con la difficoltà di elaborare modelli matematici in grado di descrivere ciò che accade in maniera sufficientemente precisa ed essere, al contempo, facilmente gestibili. In letteratura esistono diversi schemi di calcolo che forniscono la portata specifica massima, in corrispondenza cioè delle condizioni di efflusso critiche. Essi possono essere classificati in funzione di diversi aspetti del fenomeno (per esempio presenza di *flash*, regime di moto, velocità di scorrimento tra gas e liquido [28]), ma la suddivisione più significativa è quella tra le seguenti due categorie: modelli di equilibrio (*equilibrium model*) e modelli di non equilibrio (*non-equilibrium model*).

Ai modelli del primo tipo si ricorre nel caso in cui sia accettabile l'ipotesi che lo scarico avvenga in condizioni di equilibrio termico, meccanico e di trasporto di materia tra le fasi, il che è tanto più ragionevole quanto più alto è il titolo di vapore in ingresso [9, 10], mentre, quando non si possa ritenere che le condizioni di equilibrio vengono raggiunte, occorre tenere in conto la velocità del trasporto interfase di calore, materia e quantità di moto. Questo complica di molto la modellazione, anche in presenza di significative ipotesi semplificative. Per esempio, Henry e Fauske [11] valutano la velocità di trasferimento interfase assumendo che il liquido sia praticamente incomprimibile, l'accumulo di materia trasferita durante l'espansione trascurabile, la temperatura del liquido costan-

te, il rapporto tra le velocità delle due fasi unitario e che ciascuna fase segua una particolare trasformazione politropica, il cui esponente rende conto anche del flusso termico tra le fasi. Altri modelli [12-14], integrano numericamente le equazioni differenziali alle derivate parziali rappresentative dei bilanci di conservazione della materia, dell'energia e della quantità di moto. A causa della sua complessità intrinseca, questo approccio non ha avuto fino ad ora applicazioni pratiche. Più interessanti per le situazioni in esame sono i modelli di equilibrio, che possono essere divisi in diverse sotto-classi, tra cui quelle solitamente citate con degli acronimi:

- SEM (*slip equilibrium model*)
- HEM (*homogeneous equilibrium model*)
- ERM (*equilibrium rate model*);

Lo *slip equilibrium model*, pur ipotizzando che l'equilibrio venga raggiunto, suppone una velocità di scorrimento gas-liquido finita e non nulla. Questo fatto introduce delle ulteriori difficoltà nella stima dell'efflusso critico, poiché le due equazioni indipendenti di bilancio di energia e di quantità di moto, che si possono scrivere a cavallo del condotto di scarico, contengono tre variabili (la portata specifica, G , il titolo, x , la velocità relativa tra le due fasi, K). È quindi necessario fissare un ulteriore vincolo tra queste tre variabili. Sono state proposte diverse strade per risolvere questo problema. Per esempio Moody [15], utilizzando la sola equazione di bilancio energetico, ha espresso G in funzione di x e P e ha trovato che in corrispondenza delle condizioni critiche $K = (v^G/v^L)^{1/3}$. Viceversa Henry e Fauske [16], facendo uso dell'equazione di bilancio di energia meccanica, hanno mostrato che G è massima quando $K = (v^G/v^L)^{1/2}$. In realtà, nessuna di queste due assunzioni soddisfa in modo rigoroso sia il bilancio di energia che il bilancio di quantità di moto. Yuen [17] ha così suggerito un approccio diverso per calcolare K , basato sulla massimizzazione della differenza di entropia tra le condizioni di ingresso e quelle di uscita. Largamente più utilizzata per i nostri scopi è la classe degli *homogeneous equilibrium model* che assumono una velocità di scorrimento gas-liquido nulla. In questo ambito, la discussione che segue è limitata al caso di flusso adiabatico senza attrito, caratteristico di orifizi o di corte tubazioni ($L/D < 50$). L'approccio adottato in questo caso è simile a quello per lo scarico di una fase gassosa [18] in quanto prende origine dalla medesima equazione di bilancio energetico a cavallo della sezione di scarico scritta però per una miscela bifase:

$$G = \frac{[2(h_1 - h)]^{0.5}}{v_1} \quad (22)$$

in cui i simboli, per un sistema supposto in equilibrio termodinamico, assumono il significato usuale di grandezze di miscela bifase. In particolare, il pedice 1 indica le condizioni di ristagno, coincidenti con quelle nella gola del dispositivo di sfiato. Il titolo di vapore della miscela viene valutato supponendo che la trasformazione a cavallo della sezione di efflusso sia isoentropica [19], il che conduce alla relazione:

$$x = \frac{s_1 - s^L}{s^G - s^L} = \frac{s_1^L + x_1(s_1^G - s_1^L) - s^L}{s^G - s^L} \quad (23)$$

Questa ipotesi, che equivale a supporre l'efflusso adiabatico e reversibile, porta all'equazione:

$$Tds=dh-vdP=0 \quad (24)$$

che integrata tra le condizioni di ristagno e quelle di uscita, fornisce:

$$h_1 - h = \int_{P_1}^P -vdP \quad (25)$$

Sostituendo la (25) nella (22) si ottiene:

$$G = \frac{1}{v_1} \left[2 \int_{P_1}^P -vdP \right]^{0.5} \quad (26)$$

che fornisce G, a condizione di introdurre nell'integrale una relazione tra la pressione e il volume specifico valida per una miscela liquido-vapore. Rigorosamente, si dovrebbe procedere risolvendo un calcolo di *flash* isoentropico; tuttavia i risultati ottenuti con un *flash* isoentalpico non si discostano molto da questi e consentono una manipolazione algebrica più agevole, che conduce ad un'equazione di stato del tipo [20]:

$$\frac{v}{v_1} = a \left(\frac{P_1}{P} - 1 \right) + b \left(\frac{P_1}{P} - 1 \right)^2 + 1 \quad (27)$$

in cui i coefficienti a e b devono essere valutati sulla base di dati sperimentali. Possiamo notare che la (27) si riduce alla legge dei gas perfetti se b=0 e a=1, mentre nel caso in cui sia a che b risultino nulli ritroviamo l'equazione per un fluido incomprimibile. Il "metodo omega", sviluppato per lo studio di un efflusso bifase monocomponente attraverso un ugello perfetto [8, 21-23] e successivamente esteso al caso multicomponente [24], si basa su un approccio tipo HEM semplificato e utilizza la seguente equazione di stato

$$\frac{v}{v_1} = \omega \left(\frac{P_1}{P} - 1 \right) + 1 \quad (28)$$

che è evidentemente un'espressione semplificata della (27) e si basa sulle seguenti ipotesi: le proprietà fisiche sono valutate alle condizioni di ristagno; la temperatura è considerata costante grazie all'inerzia termica del liquido presente; $x=x_1$ (efflusso omogeneo) e costante (*frozen flow*); $v^G \gg v^L$ (sempre ragionevolmente lontano dal punto critico, cioè $T/T_C < 0,9$ e $P/P_C < 0,5$ dove il pedice C indica il punto critico); il calore di vaporizzazione e il calore specifico del liquido sono assunti costanti.

L'espressione del parametro ω può essere valutata utilizzando direttamente l'Equazione (28) insieme a un'adeguata equazione di stato per il sistema in esame [5]. Sono inoltre disponibili diverse espressioni approssimate; per esempio, nel caso di fluidi che evaporano durante lo scarico (*flashing flow*) ω può essere valutata come [24]:

$$\begin{aligned} \omega &= x_1 \frac{v_1^G - v_1^L}{v_1} + \frac{C_P^L T_1 P_1}{v_1} \left(\frac{v_1^G - v_1^L}{\Delta h_{ev1}} \right)^2 \\ &\cong \alpha_1 + \rho_1 C_P^L T_1 P_1 \left(\frac{v_1^G - v_1^L}{\Delta h_{ev1}} \right)^2 \end{aligned} \quad (29)$$

dove ρ [kg/m³] è la densità, mentre α rappresenta il grado di vuoto volumetrico [m³_{gas}/m³_{tot}]. Si nota che ω è dato dalla somma di due termini: il primo è significativo del grado di comprimibilità della miscela bifase in condizioni di ristagno, mentre il secondo termine, dominante nel caso di fluidi soggetti a cambiamento di fase, rende conto della comprimibilità dovuta all'evaporazione che si verifica a seguito della depressurizzazione. Quindi per ottenere la portata di efflusso nel caso di una miscela bifase, si sostituisce l'Equazione (28) nel bilancio energetico (26) e si ottiene:

$$G = \sqrt{P_1/v_1} \frac{\left\{ -2 \left[\omega \ln \eta + (\omega - 1)(1 - \eta) \right] \right\}^{1/2}}{\omega \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) + 1} \quad (30)$$

dove $\eta=P_1/P$. Il valore di G così calcolato rappresenta il valore teorico che deve essere moltiplicato per un coefficiente di efflusso ($C_D \leq 1$) che tiene conto della non isoentropicità dello scarico reale.

Le condizioni di efflusso critico si hanno quando la portata specifica G raggiunge un massimo in funzione del rapporto η . Si può dimostrare [20] che questo avviene per valori di $\eta=\eta_C$ che siano soluzione dell'equazione:

$$\eta^2 + (\omega^2 - 2\omega)(1 - \eta)^2 + 2\omega^2(\ln \eta + 1 - \eta) = 0 \quad (31)$$

Sostituendo questo valore nella (30) si ottiene la portata specifica scaricata in condizioni critiche. Tale valore, il cui andamento in funzione di ω è riportato nella Figura [20], può essere ben approssimato dalla relazione:

$$G = \sqrt{P_1/v_1} \frac{\eta_C}{\sqrt{\omega}} \quad (32)$$

Se $\eta > \eta_C$ la portata specifica di efflusso, G, si calcola invece direttamente tramite la (30).

Ovviamente per $\omega=1$ ricadiamo nel caso di efflusso monofase vapore, il cui flusso massimo è calcolabile come:

$$G = \sqrt{P_1/v_1^G} \frac{P_1}{P} \left(-2 \ln \frac{P}{P_1} \right)^{0.5} \quad (33)$$

che approssima ragionevolmente bene la nota espressione per l'efflusso isoentropico di un gas ideale [25]:

$$G = \sqrt{P_1/v_1^G} \left[\gamma \left(\frac{P}{P_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \right]^{0.5} \quad (34)$$

dove $\gamma=C_P/C_V$ è il rapporto tra i calori specifici a pressione e volume costante, mentre per $\omega=0$ si ritrova la classica equazione di Bernoulli per i fluidi incomprimibili:

$$G = [2\rho(P_1 - P)]^{1/2} \quad (35)$$

È importante sottolineare che la portata calcolata con la (35) presuppone uno scarico completamente liquido, situazione ragionevole nelle condizioni incidentali solo per tubazioni di scarico praticamente prive di lunghezza. Infatti, già dopo un tratto di tubazione dell'ordine dei 10 cm le

condizioni di equilibrio tra le fasi vengono praticamente raggiunte anche quando all'ingresso dello scarico vi sia una sola fase liquida [8]. In quest'ultimo caso ($x \rightarrow 0$, cioè scarico di solo liquido) l'equazione di stato ricavata con HEM si semplifica, riducendosi a quella ottenibile con il metodo ERM e la portata critica si può approssimare a [8, 26]:

$$G \approx 0.9 \frac{\Delta h_{ev1}}{v_1^G - v_1^L} \sqrt{\frac{1}{C_p T_1}} \quad (36)$$

espressione che dipende dalle sole condizioni di ristagno. Le diverse espressioni di G sono riassunte nella Tabella 2.

Tabella 2 - Formule di calcolo della portata specifica scaricata in condizioni critiche ($\eta \leq \eta_C$) e subcritiche ($\eta > \eta_C$)

	Efflusso vapore	Efflusso liquido	Efflusso bifase
η_C	$\left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$		Soluzione equazione (31) oppure Figura
$G \quad \eta \leq \eta_C$	$G = \sqrt{P_1/v_1^G} \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{0.5}$	$G = \sqrt{2\rho(P_1 - P)}$ oppure	Equazione (30) con $\eta = \eta_C$ oppure equazione (32) oppure Figura
$G \quad \eta > \eta_C$	$G = \sqrt{2P_1/v_1^G} \left[\left(\frac{P}{P_1} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P}{P_1} \right)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} \right]$	$G \approx 0.9 \frac{\Delta h_{ev1}}{v_1^G - v_1^L} \sqrt{\frac{1}{C_p T_1}}$	Equazione (30)

$\eta = P_1/P$ è il rapporto tra la pressione nelle condizioni di gola e la pressione nel recipiente. $\gamma = C_p/C_v$ è il rapporto tra i calori specifici a pressione e a volume costante. v [m^3/kg] è il volume specifico, mentre ρ [kg/m^3] è la densità e gli apici G e L indicano la fase gassosa e liquida, rispettivamente.

Tabella 3 - Dati utilizzati per il caso di un sistema reagente

Grandezza	Simbolo	Valore
Massa [kg]	m_0	1.200
Volume [m^3]	V	2
Peso molecolare [kg/kmol]	M	100
Calore specifico miscela [J/(kg K)]	C_v	2.300
Densità del liquido [kg/m^3]	ρ^L	700
Pressione di apertura [Pa]	P_S	$3 \cdot 10^5$
Pressione massima ammessa [Pa]	P_M	$3,4 \cdot 10^5$
Velocità di incremento della temperatura in corrispondenza di P_S e P_M [K/s]	$(dT/dt)_{S_i}$ $(dT/dt)_{M_i}$	0,46; 0,56
Coefficienti relazione (3) (T in K e P in kPa)	a; b	15; 3.400
Coefficiente di efflusso	C_D	1
Rapporto tra i calori specifici	γ	1,1

in corrispondenza di P_S pari a $T_S = 366$ [K].

Il volume specifico della miscela in condizioni di ristagno è pari a: $v_1 = V/m = 0,0017$ [m^3/kg], mentre quello del liquido vale $v_1^L = 1/\rho^L = 0,0014$ [m^3/kg] e quello del gas nelle condizioni di apertura del dispositivo di sicurezza $v_1^G = RT_S/P_S M = 0,1013$ [m^3/kg]. Il titolo di vapore è quindi pari a $x_1 = (v_1 - v_1^L)/(v_1^G - v_1^L) = 0,0024$ e il rapporto tra entalpia di vaporizzazione e variazione di volume specifico è ricavabile dalla relazione $\Delta h_{ev}/(v_1^G - v_1^L) = b P_S/T_S = 2,79 \cdot 10^6$ [J/ m^3], da cui l'entalpia di evaporazione risulta pari a $\Delta h_{ev} = 2,79 \cdot 10^5$ [J/kg]. Il calore di reazione per unità di massa reagente può essere stimato pari a $q = C_v (dT/dt)_S = 1.058$ [W/kg] dove $(dT/dt)_S$ deve essere misurata tramite opportune prove sperimentali [27]. A questo punto sono disponibili tutti gli elementi necessari al calcolo di W, a mezzo della formula opportuna tra quelle riportate in Tabella 1, come riassunto nella Tabella 4.

Per il calcolo di G è necessario valutare ω e η_C . Utilizzando l'equazione (29) si ottiene $\omega = 19,6$, mentre η_C si calcola ri-

Esempi di calcolo

Di seguito vengono riportati alcuni esempi, al fine di illustrare la procedura di calcolo della sezione del dispositivo di scarico per un sistema reagente e per un sistema non reagente esposto ad incendio esterno. Per un dato scenario incidentale la portata da scaricare viene calcolata con la formula adeguata tra quelle riportate in Tabella 1. La portata specifica scaricata viene valutata in funzione della fase da scaricare e del salto di pressione a cavallo della sezione di scarico come riassunto nella Tabella 2. La sezione del dispositivo di sfiato, infine, si calcola facilmente utilizzando l'Equazione (2).

A) Sistema reagente senza sovrappressione

Nella Tabella 3 vengono riportati i dati relativi al caso esempio di un sistema reagente. Poiché il sistema si trova in equilibrio termodinamico, la relazione (3) permette di valutare la temperatura

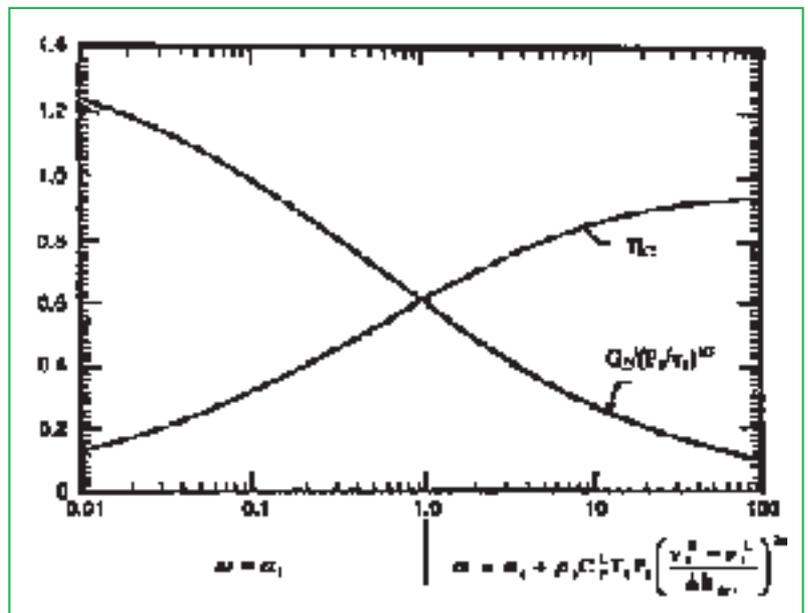


Figura - Portata specifica in condizioni critiche G_C e η_C al variare di ω

Tabella 4 - Portata scaricata e sezione del dispositivo di sfiato per un sistema reagente

	Efflusso vapore	Efflusso liquido	Efflusso bifase omogeneo
<i>Caso senza sovrappressione</i>			
W [kg/s]	4,6	323	277
G [kg/(m ² s)]	1.081	2.698	2.704
A [m ²]	0,004	0,120	0,102
D [cm]	7	39	36
<i>Caso con sovrappressione pari al 20% di P_s (relativa)</i>			
W [kg/s]	5,1	61	44
G [kg/(m ² s)]	1.217	2.991	2.986
A [m ²]	0,004	0,020	0,015
D [cm]	7	16	14

solvendo l'Equazione (31) o tramite la Figura, ottenendo $\eta_C=0,9$. Il flusso sarà quindi critico e G potrà essere ricavata dalla Figura oppure sostituendo questo valore nell'Equazione (32). Quindi è possibile avere una stima dell'area del dispositivo di sfiato utilizzando l'Equazione (2). I relativi risultati sono riassunti nella Tabella 4.

B) Sistema reagente con sovrappressione

Oltre ai dati calcolati nella sezione A, è necessario valutare la temperatura in corrispondenza di P_M, pari a T_M=371 [K] e il volume specifico del gas nelle condizioni di massima pressione che vale $v_1^G=RT_M/P_M M=0,0906$ [m³/kg]. Il titolo di vapore è quindi pari a $x_1=(v_1-v_1^L)/(v_1^G-v_1^L)=0,0027$ e il rapporto tra entalpia di vaporizzazione e variazione di volume specifico è ricavabile dalla relazione: $\Delta\eta_{ev}/(v_1^G-v_1^L)=bP_M/T_M=3,12\cdot 10^6$ [J/m³], da cui l'entalpia di evaporazione vale $\Delta h_{ev}=2,78\cdot 10^5$ [J/kg]. Il calore di reazione per unità di massa reagente può essere stimato pari al calore medio liberato durante lo scarico: $q=C_v/2[(dT/dt)_S+(dT/dt)_M]=1,173$ [W/kg]. A questo punto sono disponibili tutti gli elementi necessari al calcolo di W, a mezzo della formula opportuna tra quelle riportate in Tabella 1, come riassunto nella seconda parte della Tabel-

Tabella 6 - Portata scaricata e sezione del dispositivo di sfiato per un sistema non reagente

	Efflusso vapore	Efflusso liquido	Efflusso bifase omogeneo
<i>Caso senza sovrappressione</i>			
W [kg/s]	8,1	494	411
G [kg/(m ² s)]	1.336	4.011	3.851
A [m ²]	0,006	0,123	0,107
D [cm]	9	40	37
<i>Caso con sovrappressione pari al 20% di P_s (relativa)</i>			
W [kg/s]			122
G [kg/(m ² s)]	Non signific.	Non signific.	3.870
A [m ²]			0,031
D [cm]			20

la 4. Analogamente al caso senza sovrappressione, è necessario valutare $\omega=18$ e $\eta_C=0,9$. Il flusso sarà quindi ancora critico e G potrà essere ricavata dalla Figura oppure sostituendo questo valore nella (32). Quindi è possibile avere una stima dell'area del dispositivo di sfiato utilizzando l'Equazione (2), come riassunto nella seconda parte della Tabella 4.

C) Sistema non reagente senza sovrappressione

Nel caso esempio di un sistema non reagente i dati relativi al fluido considerato sono riportati in Tabella 5. Analogamente al caso del sistema reagente prima analizzato, la temperatura nelle condizioni di apertura risulta pari a T_S=279 [K]. Il volume specifico della miscela è pari a $v_1=0,0200$ [m³/kg], mentre quello del liquido a $v_1^L=0,0017$ [m³/kg] e il titolo di vapore a $x_1=0,0033$. Anche in questo caso per la valutazione della portata specifica in condizioni critiche è necessario conoscere $\omega=11,1$ e $\eta_C=0,9$. Nella prima parte della Tabella 6 vengono riassunti i vari risultati.

Tabella 5 - Dati utilizzati per il caso di un sistema non reagente

Grandezza	Simbolo	Valore
Massa [kg]	m ₀	50.000
Volume [m ³]	V	100
Peso molecolare [kg/kmol]	M	44
Calore specifico miscela [J/(kg K)]	C _v	2.400
Densità del liquido [kg/m ³]	ρ ^L	600
Pressione di apertura [Pa]	P _S	4,5·10 ⁵
Pressione massima ammessa [Pa]	P _M	5,2·10 ⁵
Potenza trasferita dall'incendio [W]	Q	3·10 ⁶
Coefficienti relazione di Clapeyron (3) (T in K e P in kPa)	a; b	14; 2.200
Coefficiente di efflusso	C _D	1
Rapporto tra i calori specifici	γ	1,13
Entalpia di evaporazione [J/kg]	Δh _{ev}	3,7·10 ⁵
Volume specifico del gas [m ³ /kg]	v ^G	0,1015

D) Sistema non reagente con sovrappressione

Così come nel caso del sistema reagente prima analizzato, la temperatura in corrispondenza della P massima risulta pari a T_M=284 [K], mentre $\omega=13$ e $\eta_C=0,9$. Nella seconda parte della Tabella 6 vengono riassunti i risultati relativi a questo caso esempio. ♦

Bibliografia

- [1] R. Perry, C.H. Chilton, *Chemical Engineering Handbook*, 7^a Ed., 1997.
- [2] F.P. Lees, *Loss Prevention in Process Industries: Hazard Identification, Assessment and Control*, Butterworth-Heinemann, 2^a Ed., Oxford, 1996.
- [3] G.A. Melhem, H.G. Fisher, *Process Safety Progress*, 1997, **16**, 185.
- [4] J.S. Duffield, R. Nijssing, N. Brinkhof, *J. of Hazardous Materials*, 1996, **46**, 131.

Glossario

A = area di efflusso, m²
 a = costante generica
 b = costante generica
 C_D = coefficiente di efflusso
 C_p = calore specifico a pressione costante, J/kg K
 C_v = calore specifico a volume costante, J/kg K
 D = diametro, m
 G = portata specifica massica da scaricare, kg/m² s
 h = entalpia specifica, J/kg
 L = lunghezza della tubazione, m
 m = massa totale contenuta nel recipiente, kg
 M = peso molecolare
 P = pressione, kPa
 Q = potenza termica entrante attraverso le pareti del recipiente, W
 q = potenza termica sviluppata dalle reazioni per unità di massa della miscela reagente, W/kg
 R = velocità di produzione a seguito di reazioni chimiche, kg/s
 s = entropia specifica, J/kg K
 T = temperatura, K
 t = tempo, s
 t_e = m₀/W, tempo necessario allo svuotamento completo del recipiente, s
 t_m = tempo a cui la temperatura raggiunge il suo massimo valore, s
 u = energia interna specifica, J/kg
 v = volume specifico, m³/kg
 V = volume, m³

W = portata massica da scaricare, kg/s
 W_{vol} = portata volumetrica da scaricare, m³/s
 x = frazione massica di gas, kg_{gas}/kg_{tot}

Lettere greche

α = grado di vuoto volumetrico, m³_{gas}/m³_{tot}
 γ = rapporto tra i calori specifici a pressione e volume costante
 Δh_{ev} = entalpia specifica di evaporazione, J/kg
 ΔT = T_M-T_S=massimo innalzamento di temperatura ammesso dopo l'apertura dello scarico, K
 η = rapporto critico tra la pressione esterna e interna
 ρ = densità, kg/m³
 ω = frazione massica
 ω = costante generica

Pedici

l = condizioni nelle condizioni di gola del dispositivo di scarico
 c = condizioni critiche
 j = composto j
 m = massimo
 o = condizioni iniziali
 s = condizioni di apertura del dispositivo di scarico

Apici

L = liquido
 V = vapore

- [5] ASPEN plus: user's guide Aspen Technology, Cambridge MA, 1998.
- [6] J.C. Leung, *AIChE J.*, 1986, **32**, 1743.
- [7] J.E. Huff, *I. Chem. Symposium Series*, 1984, **85**, 109.
- [8] J.C. Leung, *AIChE J.*, 1986, **32**, 1622.
- [9] R.E. Henry, H.K. Fauske, S.T. McComas, *Nuclear Sci. and Eng.*, 1970, **41**, 79.
- [10] G.L. Sozzi, W.A. Sutherland, Atti del ASHE Winter Annual Meeting, Houston, Texas, 1975.
- [11] R.E. Henry, H.K. Fauske, *J. Heat Transfer ASME*, 1971, May, 179.
- [12] S.M. Sami, T. Duong, *Nucl. Technol.*, 1989, **83**, 98.
- [13] S.M. Sami, *Nucl. Technol.*, 1986, **75**, 283.
- [14] J.A. Trapp, V.H. Ransom, *Int. Multi-phase Flow*, 1982, **8**, 669.
- [15] F.J. Moody, *J. Heat Transfer*, 1965, **87**, 134.
- [16] R.E. Henry, H.K. Fauske, *J. Heat Transfer*, 1976, **93**, 179.
- [17] W.W. Yuen, *AIChE Symp. Series No. 225*, 1983, **79**, 200.
- [18] A.J. Shapiro, *The Dynamic and Thermodynamic of*

- Compressible Fluid Flow*, Ronald, New York, 1953.
- [19] V.M. Ftenakis, *Prevention and Control of Accidental Releases of Hazardous Gases*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1993.
- [20] J.C. Leung, *Chem. Eng. Prog.*, 1996, December, 28.
- [21] J.C. Leung, *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, **3**, 27.
- [22] J.C. Leung, *Chem. Eng. Prog.*, 1992, February, 70.
- [23] J.C. Leung, *AIChE J.*, 1987, **33**, 952.
- [24] J.C. Leung, Atti del Int. Symp. Runaway Reaction and Pressure Relief Design, Boston, 1995, AIChE, New York, 367.
- [25] D.A. Crowl, J.F. Louvar, *Chemical Process Safety: Fundamentals with Applications*. Prentice Hall, New Jersey, 1990.
- [26] H.K. Fauske, *Plant/Operations Progress*, 1985, **4**, 132.
- [27] H.G. Fisher, A.R. Muller *et al.*, *Emergency Relief System Design Using DIERS Technology*, AIChE, New York, 1992.
- [28] J. Etchells, J. Wilday, *Workbook for Chemical Reactor Relief System Sizing*, HSE Books, 1998.