

# Teoretyczne podstawy obliczeń przepustowości zaworów bezpieczeństwa API STD 520 Part I (Edition 10)

Opracowana oraz wydana przez American Petroleum Institute (API) norma API STD 520 Sizing, Selection, and Installation of Pressure-relieving Devices stanowi jeden z kluczowych standardów opisujących m.in. sposób obliczania przepustowości zaworów bezpieczeństwa stosowanych w przemyśle petrochemicznym i chemicznym.



MGR INŻ.  
JACEK PIECHOTA

Główny Specjalista Urzędzeń Ciśnieniowych  
Dział Techniczny  
Oddział w Szczecinie  
Urząd Dozoru Technicznego



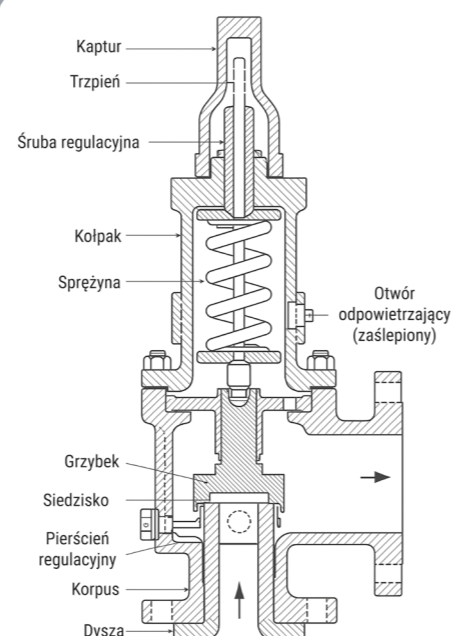
Ze względu na przyjęte uproszczenia, norma umożliwiła poprawne wykonanie obliczeń również przez osoby nieposiadające zaawansowanej wiedzy z zakresu mechaniki płynów i termodynamiki, co czyni ją przydatną także w innych gałęziach przemysłu. Należy jednak podkreślić, że uproszczenia te ograniczają zakres stosowania normy – co zostało jednoznacznie określone w jej treści.

Przepustowość zaworów bezpieczeństwa jest istotnym parametrem, który określa ilość czynnika (np. pary, gazu, cieczy) mogącego przepłynąć przez zawór w jednostce czasu.

Dobór odpowiednich zaworów jest niezbędny do skutecznej ochrony instalacji przed nadmiernym wzrostem ciśnienia i musi być ściśle dopasowany do wydajności źródła ciśnienia.

W przemyśle procesowym np. chemicznym lub energetyce zawory bezpieczeństwa są jednym z elementów ochrony instalacji przemysłowych przed uszkodzeniem i awarią. Przepustowość musi być na tyle duża, aby skutecznie i szybko odprowadzić nadmiar medium w przypadku nadmiernego wzrostu ciśnienia.

Odpowiedni dobór aparatury zapewni bezpieczeństwo personelu, minimalizuje ryzyko katastrof ekologicznych lub zapobiega potencjalnym przestojom i naprawom.



Rys. 1. Przekrój konwencjonalnego zaworu bezpieczeństwa (opracowano na podstawie [1])

W artykule przedstawione są teoretyczne podstawy obliczeń przepływu czynnika roboczego przez dyszę (ang. nozzle) zaworu bezpieczeństwa, ze szczególnym uwzględnieniem ograniczeń związanych ze stosowaniem metodyki opisanej w głównej części API STD 520 Part I. Dla zachowania spójności przyjęto nomenklaturę oraz formę zapisu równań zgodną z treścią standardu. Wartości parametrów i funkcji stanu (w ujęciu termodynamicznym) określono przy użyciu programu REFPROP 10 opracowanego przez amerykańską agencję NIST (ang. National Institute of Standards and Technology) [2].

## Założenia metodyki

Metodyka przedstawiona w dokumencie API oparta jest na następujących założeniach:

1. W przypadku całkowicie otwartego zaworu bezpieczeństwa dysza stanowi jedyny element ograniczający przepływ.
2. Rzeczywisty przepływ przez zawór może zostać oszacowany z odpowiednią dokładnością poprzez skorygowanie teoretycznej wartości maksymalnego przepływu przy zastosowaniu właściwych współczynników korekcyjnych.
3. Zachodząca podczas przepływu przemiana termodynamiczna jest adiabaticzna i odwracalna, a zatem izentropowa.
4. Przepływ jest jednowymiarowy.
5. Czynniki robocze przepływający przez dyszę traktowany jest jako płyn homogeniczny, tj. pozostający w stanie równowagi termodynamicznej (brak wymiany ciepła pomiędzy fazami oraz brak poślizgu międzyfazowego – fazy poruszają się z jednakową prędkością). Przyjmuje się również, że w przekroju poprzecznym do kierunku przepływu gęstość czynnika jest jednorodna.

## Obliczenia przepustowości

Wartość skorygowanej przepustowości zaworu bezpieczeństwa określana jest na podstawie następującego równania:

Równanie (1)

$$W = GA\Pi[K]$$

gdzie:

- $W$  przepływ masowy przez zawór (kg/s);
- $G$  teoretyczny strumień masy (kg/(s·m<sup>2</sup>));
- $A$  pole powierzchni przekroju przewężenia dyszy (m<sup>2</sup>);
- $\Pi[K]$  iloczyn współczynników korekcyjnych.

Wartość strumienia masy, oparta na bilansie energii oraz przyjętych założeniach, wyrażana jest za pomocą następującego równania:

Równanie (2)

$$G^2 = \left[ \frac{-2 \times \int_{P_1}^P v \times dP}{v_t^2} \right]_{max} = \left[ (\rho_t^2) \times \left( -2 \times \int_{P_1}^P \frac{dP}{\rho} \right) \right]_{max}$$

gdzie:

- $max$  wartość maksymalna względem ciśnienia;
- $G$  teoretyczny strumień masy (kg/(s·m<sup>2</sup>));
- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $\rho$  gęstość płynu (kg/m<sup>3</sup>);
- $P$  ciśnienie stagnacji płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy;
- $t$  odnosi się do warunków na przewężeniu dyszy.

Należy zauważyć, że bilans energii pozostaje ważny niezależnie od nieidealności oraz ściśliwości płynu. W związku z tym ogólne wyrażenie na strumień masy może być stosowane do dowolnego homogenicznego płynu, pod warunkiem, że znana jest zależność jego objętości właściwej lub gęstości od ciśnienia przy stałej entropii.

Całka występująca w równaniu (2) może zostać wyznaczona zarówno analitycznie, jak i z wykorzystaniem metod całkowania numerycznego, takich jak metoda trapezów czy metoda Simpsona. W dalszej części przedstawiono obie metody wraz z odpowiednimi przykładami obliczeń.

## Metoda całkowania numerycznego HDI (ang. Homogeneous Direct Integration)

Zastosowanie metody trapezów pozwala na przybliżenie całki w równaniu (2) następującym wyrażeniem:

Równanie (3)

$$\int_{P_1}^{P_t} \frac{dP}{\rho} \approx \sum_{i=1}^t 2 \times \left( \frac{P_{i+1} - P_i}{\rho_{i+1} + \rho_i} \right)$$

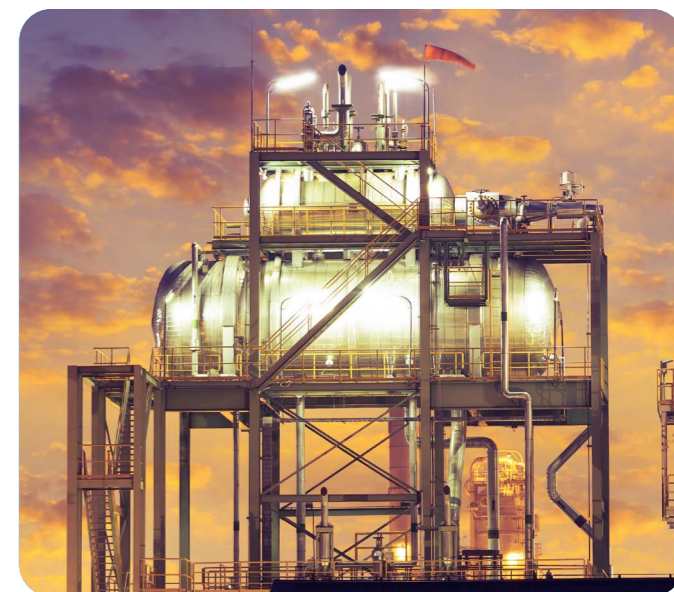
gdzie:

- $P$  ciśnienie stagnacji płynu (Pa);
- $\rho$  gęstość płynu (kg/m<sup>3</sup>);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy;
- $t$  odnosi się do warunków na przewężeniu dyszy.

Obliczenia prowadzi się do momentu, w którym teoretyczny strumień masy osiągnie wartość maksymalną lub ciśnienie spadnie do poziomu przeciwiściśnienia. Osiągnięcie maksymalnego strumienia masy przed uzyskaniem przeciwiściśnienia oznacza wystąpienie przepływu krytycznego, w którym średnia prędkość przepływu osiąga prędkość dźwięku.

## Przykład 1

Czynnik roboczy	propan;
Ciśnienie zrzutowe	$P_1 = 1,1 \times 45,0 \text{ bar(g)} = 5051325 \text{ Pa}$ ;
Przeciwiściśnienie	$P_2 = 0,0 \text{ bar(g)} = 101325 \text{ Pa}$ ;
Temperatura zrzutowa	$T_1 = 110,0 \text{ °C} = 383,15 \text{ K}$ ;
Entropia zrzutowa	$S_1 = 2217,7 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ .



Obliczenia:

Lp.	Pressure (Pa)	Temperature (K)	Phase	Density (kg/m <sup>3</sup> )	Integrand (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	Summation (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	Mass Flux (kg/(s · m <sup>2</sup> ))
0	5051325	383,15	Supercritical	174,53			
1	5001825	382,51	Supercritical	172,64	-285,17	-285,17	4122,9
2	4952325	381,86	Supercritical	170,73	-288,32	-573,49	5782,1
3	4902825	381,20	Supercritical	168,81	-291,57	-865,07	7021,5
4	4853325	380,53	Supercritical	166,87	-294,93	-1159,99	8037,5
5	4803825	379,85	Supercritical	164,92	-298,38	-1458,38	8906,7
6	4754325	379,16	Supercritical	162,95	-301,95	-1760,33	9668,7
7	4704825	378,45	Supercritical	160,97	-305,63	-2065,96	10347,1
8	4655325	377,74	Supercritical	158,98	-309,43	-2375,39	10957,5
9	4605825	377,01	Supercritical	156,97	-313,35	-2688,73	11510,7
10	4556325	376,28	Supercritical	154,95	-317,39	-3006,13	12014,5
11	4506825	375,53	Supercritical	152,92	-321,57	-3327,69	12475,1
12	4457325	374,77	Supercritical	150,88	-325,88	-3653,57	12897,2
13	4407825	374,00	Supercritical	148,82	-330,33	-3983,90	13284,5
14	4358325	373,21	Supercritical	146,76	-334,92	-4318,83	13640,1
15	4308825	372,42	Supercritical	144,69	-339,67	-4658,50	13966,6
16	4259325	371,61	Supercritical	142,62	-344,57	-5003,07	14266,1
17	4209825	370,79	Superheated gas	140,53	-349,64	-5352,71	14540,5
18	4160325	369,95	Superheated gas	138,44	-354,87	-5707,58	14791,5
19	4110825	369,11	Superheated gas	136,35	-360,27	-6067,85	15020,4
20	4061325	368,25	Superheated gas	134,25	-365,86	-6433,71	15228,5
21	4011825	367,38	Superheated gas	132,15	-371,63	-6805,33	15416,9
22	3962325	366,50	Superheated gas	130,04	-377,59	-7182,92	15586,6
23	3912825	365,60	Superheated gas	127,94	-383,75	-7566,67	15738,6
24	3863325	364,69	Superheated gas	125,83	-390,11	-7956,79	15873,8
25	3813825	363,88	Two-phase	123,51	-397,04	-8353,83	15964,5
26	3764325	363,15	Two-phase	121,02	-404,86	-8758,70	16017,1
27	3714825	362,42	Two-phase	118,57	-413,20	-9171,90	16059,6
28	3665325	361,68	Two-phase	116,17	-421,73	-9593,63	16092,2
29	3615825	360,94	Two-phase	113,82	-430,45	-10024,08	16115,4
30	3566325	360,18	Two-phase	111,50	-439,39	-10463,47	16129,3
31	3516825	359,42	Two-phase	109,22	-448,55	-10912,02	16134,4
32	3467325	358,64	Two-phase	106,97	-457,94	-11369,96	16130,8
...							
100	101325						

Rozwiązanie:

**Teoretyczny strumień masy**  $G = 16134,4 \text{ kg/(s} \cdot \text{m}^2\text{)}$ ;  
**Rodzaj przepływu** **krytyczny.**

Równanie (4)

$$G = \sqrt{\frac{2 \times (P_1 - P_2)}{v}} = \sqrt{2 \times \rho \times (P_1 - P_2)}$$

gdzie:

- $G$  teoretyczny strumień masy (kg/(s·m<sup>2</sup>));
- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $\rho$  gęstość płynu (kg/m<sup>3</sup>);
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy;
- $2$  odnosi się do warunków na wylocie z dyszy.

Równanie przedstawione w głównej części normy API STD 520 Part I stanowi rezultat przekształcenia algebraicznego równań (1) i (4).

Podstawową zaletą metody HDI jest jej niezależność od nieidealności oraz ściśliwości płynu, co pozwala na jej zastosowanie w szerokim zakresie parametrów stanu. Niestety, złożoność metody ogranicza jej powszechne wykorzystanie. W praktyce, aby przeprowadzić obliczenia, niezbędne jest użycie odpowiedniego symulatora procesowego lub arkusza kalkulacyjnego opartego na pakiecie termodynamicznym (oprogramowanie oferujące szeroki zakres modeli termodynamicznych). Wymaga to również wiedzy projektanta w zakresie prawidłowego doboru modelu termodynamicznego.

### Metoda analityczna – ciecze

W przypadku płynów, których ciśnienie nasycenia jest mniejsze od przeciwności panującego w zaworze, a ich gęstość nie zmienia się wraz ze zmianą ciśnienia, równanie (2) przyjmuje postać:

### Metoda analityczna – gazy rzeczywiste

Podstawą metody jest założenie, że dla gazów o stałym współczynniku izentropowego rozprężania, zależność objętości właściwej od ciśnienia podczas izentropowego rozprężania opisana jest równaniem:

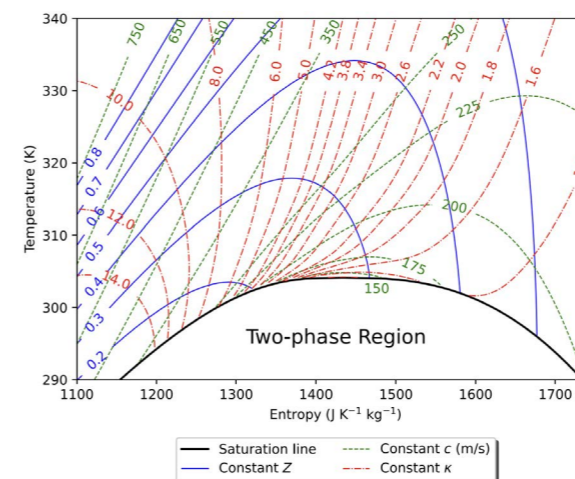
Równanie (5)

$$P \times v^n = P_1 \times v_1^n$$

gdzie:

- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy;
- $n$  współczynnik izentropowego rozprężania.

Założenie to stanowi jedno z uproszczeń przyjętych w standardzie, ponieważ w rzeczywistych warunkach wartość współczynnika izentropowego rozprężania może zmieniać się w trakcie procesu, w zależności od aktualnych parametrów stanu. Przykładem takiej zmienności jest rozprężanie dwutlenku węgla w warunkach zbliżonych do punktu krytycznego, co ilustruje poniższy wykres.



$\kappa \equiv n$  współczynnik izentropowego rozprężania  
 $Z$  - współczynnik ściśliwości  
 $c$  - prędkość dźwięku

Rys. 2. Wykres T-S dla dwutlenku węgla w pobliżu punktu krytycznego [3]

Przy założeniu stałości współczynnika izentropowego rozprężania, jego zależność od parametrów stanu można wyprowadzić i opisać równaniem:

Równanie (6)

$$n = -\frac{v}{P} \times \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T \times \frac{C_p}{C_v}$$

gdzie:

- $n$  współczynnik izentropowego rozprężania;
- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $T$  odnosi się do pochodnej cząstkowej przy stałej temperaturze;
- $C_p$  ciepło właściwe płynu przy stałym ciśnieniu (J/(kg·°C));
- $C_v$  ciepło właściwe płynu przy stałej objętości (J/(kg·°C)).

Zakładając powyższe, analityczne rozwiązanie równania (2), opisującego strumień masy, przyjmuje postać:

Równanie (7)

$$G^2 = \left(\frac{2}{v_1 \times P_1^{1/n}}\right) \times \left(P_t^{2/n}\right) \times \left(\frac{n}{n-1}\right) \times \left(P_1^{n-1/n} - P_t^{n-1/n}\right)$$

gdzie:

- $G$  teoretyczny strumień masy (kg/(s·m<sup>2</sup>));
- $n$  współczynnik izentropowego rozprężania ( $n \neq 1$ );
- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy;
- $t$  odnosi się do warunków na przewężeniu dyszy.

Ciśnienie przepływu krytycznego gazów o stałym współczynniku izentropowego rozprężania opisuje następujące równanie:

Równanie (8)

$$P_{choke} = P_1 \times \left(\frac{2}{n+1}\right)^{n/(n-1)}$$

gdzie:

- $n$  współczynnik izentropowego rozprężania ( $n \neq 1$ );
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy.

W przypadku, gdy przeciwności panujące w zaworze jest niższe od ciśnienia przepływu krytycznego, mamy do czynienia z przepływem krytycznym, w którym średnia prędkość przepływu osiąga prędkość dźwięku. W takiej sytuacji do wzoru (7) należy wstawić wartość  $P_{choke}$  zamiast  $P_t$ , co upraszcza równanie (7) do postaci:

Równanie (9)

$$G^2 = \left(\frac{P_1}{v_1}\right) \times (n) \times \left(\frac{2}{n+1}\right)^{n/(n-1)}$$

gdzie:

- $G$  teoretyczny strumień masy (kg/(s·m<sup>2</sup>));
- $n$  współczynnik izentropowego rozprężania ( $n \neq 1$ );
- $v$  objętość właściwa płynu (m<sup>3</sup>/kg);
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $1$  odnosi się do warunków na wlocie do dyszy.

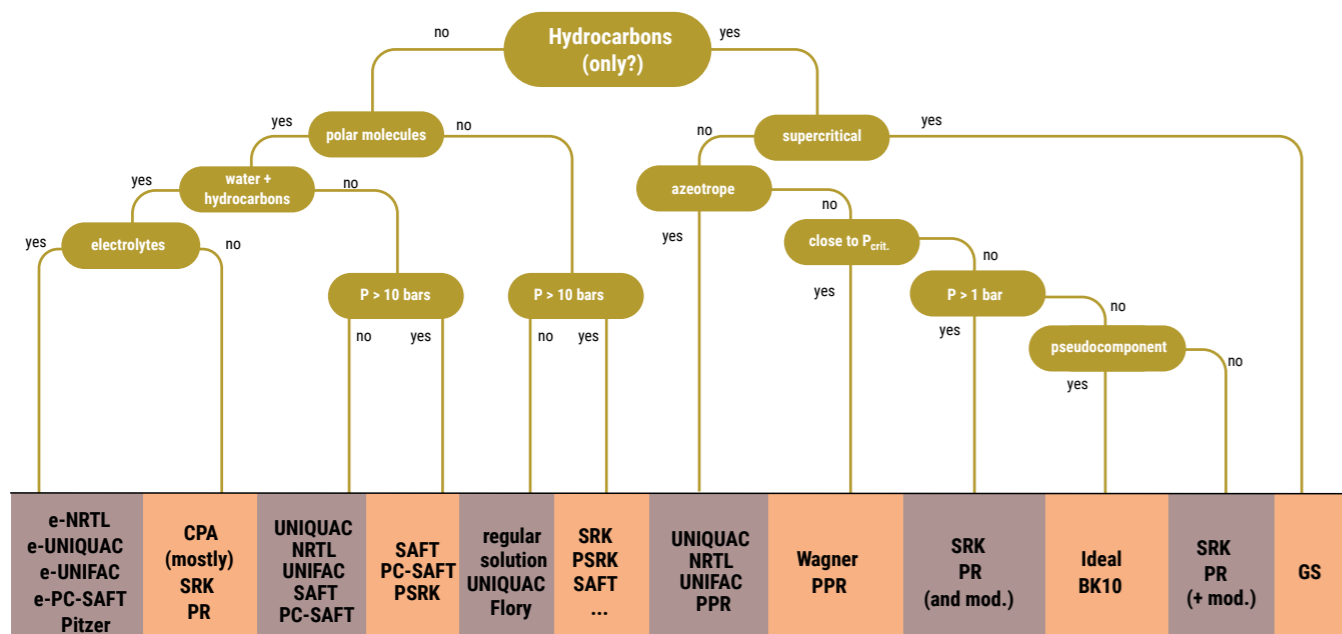
### Metoda analityczna – gazy doskonałe

Instalacje petrochemiczne i chemiczne charakteryzują się tym, że w większości przypadków mamy do czynienia z mieszaninami wieloskładnikowymi. Do opisu ich właściwości termodynamicznych stosuje się modele termodynamiczne, opracowywane i rozwijane na przestrzeni lat.

Modele te można podzielić na dwie główne grupy:

- Równania stanu**, np.: równania wirialne, równania sześciennie, modele SAFT, służące do opisu właściwości gazów.
- Modele oparte na współczynniku aktywności**, np.: NRTL, UNIQUAC, UNIFAC, służące do opisu właściwości cieczy.

Poniżej przedstawiono schemat ilustrujący przykładowy dobór modelu termodynamicznego w zależności od składu chemicznego mieszaniny oraz parametrów stanu.



Rys. 3. Przykładowy schemat doboru modelu termodynamicznego [4]

**Obliczenie współczynnika izentropowego rozprężania gazu w oparciu o większość modeli termodynamicznych stanowi złożone zagadnienie. W związku z tym przyjęto kolejne uproszczenie, polegające na założeniu, że rozważany gaz zachowuje się jak gaz doskonały.**

Równanie (10)

$$P \times v = \frac{R_u}{M} \times T$$

gdzie:

- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $v$  objętość właściwa płynu ( $\text{m}^3/\text{kg}$ );
- $R_u$  uniwersalna stała gazowa ( $8,314 \text{ (kJPa} \cdot \text{m}^3/\text{kg})/(\text{mol} \cdot \text{K})$ );
- $M$  masa molowa ( $\text{kg}/(\text{kg} \cdot \text{mol})$ );
- $T$  temperatura (K).

Przyjmując powyższe założenie oraz wyznaczając pochodną cząstkową ciśnienia względem objętości właściwej przy stałej temperaturze, równanie (6) można przekształcić do postaci:

Równanie (11)

$$k = -\frac{v}{P} \times \left(-\frac{P}{v}\right) \times \frac{C_p^*}{C_v^*} = \frac{C_p^*}{C_v^*}$$

gdzie:

- $k$  współczynnik izentropowego rozprężania gazu doskonałego;
- $P$  ciśnienie płynu (Pa);
- $v$  objętość właściwa płynu ( $\text{m}^3/\text{kg}$ );
- $C_p^*$  ciepło właściwe płynu przy stałym ciśnieniu ( $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{°C})$ );
- $C_v^*$  ciepło właściwe płynu przy stałej objętości ( $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{°C})$ );
- $*$  odnosi się do wartości wyznaczonej dla gazu doskonałego.

Ciepło właściwe gazu doskonałego zależy od budowy jego cząsteczek, która determinuje liczbę stopni swobody, oraz od temperatury. Ciepło to nie zależy

natomiast od ciśnienia. Ze względu na efekty kwantowe, wraz ze wzrostem temperatury zmienia się stopień aktywacji stopni swobody związanych z ruchem obrotowym i drganiem cząsteczek, co powoduje wzrost wartości ciepła właściwego. W związku z tym klasyczna zasada ekwipartycji energii traci zastosowanie, a do obliczenia współczynnika izentropowego rozprężania gazu doskonałego należy posłużyć się założeniami mechaniki kwantowej lub termodynamiki statystycznej.

Pomocne dla rozwiązania tego złożonego zagadnienia jest zastosowanie wiarygodnych baz danych termodynamicznych, takich jak baza opracowana przez instytut DIPPR (ang. Design Institute for Physical Properties) w ramach projektu 801 [5]. Ze względu na niewielki wpływ zmienności współczynnika izentropowego rozprężania gazu doskonałego na oszacowanie strumienia masy, punkt B.3.2.3 załącznika do normy API STD 520 Part I dopuszcza, w przypadku braku dokładnych danych, przyjęcie wartości odpowiadającej warunkom standardowym.

**Równania przedstawione w głównej części normy API STD 520 Part I stanowią rezultat przekształceń algebraicznych równań (1), (7), (8) i (9), przy jednoczesnym założeniu wartości współczynnika izentropowego rozprężania gazu doskonałego.**

#### Przykład 2

Czynnik roboczy	propan;
Ciśnienie zrzutowe	$P_1 = 1,1 \times 45,0 \text{ bar(g)} = 5051325 \text{ Pa}$ ;
Temperatura zrzutowa	$T_1 = 110,0 \text{ °C} = 383,15 \text{ K}$ ;
Objętość właściwa	$v_1 = 0,0057298 \text{ m}^3/\text{kg}$ ;
$n$	$n = 0,909$ ;
$k_1$ ( $T_1 = 383,15 \text{ K}$ )	$k_1 = 1,101$ ;
$k_2$ ( $T_2 = 60\text{°F} = 288,71 \text{ K}$ )	$k_2 = 1,130$ ;
$G$ (wg metody HDI)	$G = 16134,4 \text{ kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$ ;
Rodzaj przepływu	krytyczny.

Obliczenia:

$$\begin{aligned} \text{A. } G &= \sqrt{\left(\frac{P_1}{v_1}\right) \times (n) \times \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}} = \sqrt{\left(\frac{5051325}{0,0057298}\right) \times (0,909) \times \left(\frac{2}{0,909+1}\right)^{\frac{0,909+1}{0,909-1}}} = 17369,4 \text{ kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2) \\ \text{B. } G &= \sqrt{\left(\frac{P_1}{v_1}\right) \times (k_1) \times \left(\frac{2}{k_1+1}\right)^{\frac{k_1+1}{k_1-1}}} = \sqrt{\left(\frac{5051325}{0,0057298}\right) \times (1,101) \times \left(\frac{2}{1,101+1}\right)^{\frac{1,101+1}{1,101-1}}} = 18663,2 \text{ kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2) \\ \text{C. } G &= \sqrt{\left(\frac{P_1}{v_1}\right) \times (k_2) \times \left(\frac{2}{k_2+1}\right)^{\frac{k_2+1}{k_2-1}}} = \sqrt{\left(\frac{5051325}{0,0057298}\right) \times (1,130) \times \left(\frac{2}{1,130+1}\right)^{\frac{1,130+1}{1,130-1}}} = 18841,5 \text{ kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2) \end{aligned}$$

Wnioski:

Analizowany przypadek ilustruje wpływ poszczególnych uproszczeń przyjętych w normie na oszacowanie teoretycznego strumienia masy. Każde z uproszczeń prowadzi do przeszacowania wartości strumienia masy względem metody HDI (Przykład 1), odpowiednio:

Ad. A. Założenie stałej wartości współczynnika izentropowego rozprężania gazu w całym zakresie parametrów stanu – przeszacowanie o 7,7%;

Ad. B. Powyższe uproszczenie wraz z założeniem, że zachowanie gazu rzeczywistego jest zbliżone do zachowania gazu doskonałego – przeszacowanie o 15,7%;

Ad. C. Dwa powyższe uproszczenia uzupełnione przyjęciem wartości współczynnika izentropowego rozprężania gazu doskonałego w warunkach standardowych – przeszacowanie o 16,8%.

### Zakresy stosowania metody

Przedstawiona w głównej części normy API STD 520 Part I metoda obliczania przepustowości zaworów bezpieczeństwa dla gazów oparta jest na analitycznym rozwiązaniu równania (2). Metoda ta zakłada stałość współczynnika izentropowego rozprężania gazu oraz zawiera uproszczenie bazujące na tym, że właściwości analizowanego gazu rzeczywistego są wystarczająco zbliżone do właściwości gazu doskonałego.

**Z uwagi na fakt, że przyjęte założenia mogą prowadzić do istotnego przeszacowania teoretycznego strumienia masy w przypadkach, gdy warunki zrzutowe zbliżają się do termodynamicznego punktu krytycznego, stosowanie tej metody ograniczono do sytuacji, w których:**

- 1. zredukowana objętość właściwa gazu w warunkach zrzutowych  $v_r \geq 0,2$ ;**
- 2. współczynnik ściśliwości gazu zawiera się w przedziale od około 0,8 do około 1,1.**

W przypadku warunków zrzutowych, w których nie są spełnione powyższe kryteria, zaleca się zastąpienie współczynnika izentropowego rozprężania gazu doskonałego  $k$  współczynnikiem  $n$ . W niektórych przypadkach zasadne może być zastosowanie metody HDI (Homogeneous Direct Integration).

**UWAGA**

W celu prawidłowego doboru zaworu bezpieczeństwa projektant instalacji powinien określić warunki zastosowania odpowiedniej metody obliczeniowej.

Dla porównania, zakres stosowania normy zharmonizowanej z dyrektywą 2014/68/UE (PED) – PN-EN ISO 4126-7:2013-12 Urządzenia zabezpieczające przed nadmiernym ciśnieniem – Część 7: Dane wspólne, opartej na równaniu stanu gazu doskonałego, jest ograniczony do następujących przypadków:

1. gdy temperatura zrzutowa przekracza 90% temperatury krytycznej, ciśnienie zrzutowe nie powinno przekraczać 50% ciśnienia krytycznego;
2. podczas rozprężania gazu nie zachodzi proces skraplania.

W związku z istotną rolą pary wodnej, wynikającą z szerokiego zastosowania wody jako czynnika termodynamicznego, w głównej części normy API STD 520 Part I wprowadzono współczynniki korekcyjne  $K_N$  oraz  $K_{SH}$  (ten drugi zaczerpnięty z ASME Boiler & Pressure Vessel Code, Section I). Ich celem jest ograniczenie błędów w oszacowaniu teoretycznego strumienia masy.

### Podsumowanie

Zawory bezpieczeństwa stanowią podstawowe zabezpieczenie urządzeń ciśnieniowych przed nadmiernym wzrostem ciśnienia. Ze względu na złożoność obliczeń ich przepustowości, większość uznanych i powszechnie stosowanych norm zawiera uproszczone modele obliczeniowe wraz z jednoznacznym określeniem zakresu ich stosowania. W artykule przeanalizowano te uproszczenia na przykładzie normy API STD 520 Part I oraz oceniono ich wpływ na wyniki obliczeń w przypadku zastosowania poza przewidzianym zakresem.

Stosowanie uproszczeń jest powszechne w dziedzinach inżynierii związanych z bezpieczeństwem. Zredukowane modele reprezentatywne są wykorzystywane m.in. w wielu etapach analiz ryzyka lub obliczeń predykcyjnych. Celem takiego podejścia jest m.in. zmniejszenie możliwości popełnienia błędów na etapie projektowania, co ma kluczowe znaczenie w kontekście zagrożenia dla życia lub zdrowia ludzkiego oraz mienia i środowiska, związanego z eksploatacją urządzeń ciśnieniowych. Należy jednak pamiętać, że stosowanie uproszczeń wiąże się z ograniczeniami zakresu ich zastosowania.

Literatura:

1. API Standard 520 (Edition 10) - Sizing, Selection, and Installation of Pressure-relieving Devices Part I - Sizing and Selection <https://www.api.org/products-and-services/standards/important-standards-announcements/520part1> [dostęp: 11.2025]
2. NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database (REFPROP), National Institute of Standards and Technology <https://www.nist.gov/srd/refprop> [dostęp: 11.2025]
3. Jinhong Wang, Teng Cao, Ricardo Martinez-Botas „A path-specific isentropic exponent for non-ideal compressible fluids” <https://pubs.aip.org/aip/pof/article/36/10/106111/3315387/A-path-specific-isentropic-exponent-for-non-ideal> [dostęp: 11.2025]
4. Baptiste Bouillot „Introduction to Thermodynamic Methods for Process Engineering. Choice of a thermodynamic model and simulation”, Version: 2024-2025, MINES Saint-Étienne [https://www.emse.fr/~bouillot/poly/thermo\\_eng.pdf](https://www.emse.fr/~bouillot/poly/thermo_eng.pdf) ) [dostęp: 11.2025]
5. DIPPR: Design Institute for Physical Properties, Project 801 Details <https://www.aiche.org/dippr/projects/801> [dostęp: 11.2025] <https://www.aiche.org/dippr> [dostęp: 11.2025]