ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1981

Seria: MATEMATYKA-FIZYKA z. 39 Nr kol. 686

Anna PAZDUR

POMIARY STAŁEJ TERMODYFUZJI W DWUSKŁADNIKOWYCH MIESZANINACH GAZÓW ZAWIERAJĄCYCH RADON I DWUTLENEK WĘGLA

Streszczenie. Omówiono zasadę pomiaru stałej termodyfuzji z dwuskładnikowych mieszaninach gazów metodą dwóch naczyń. Zestawiono i przedyskutowano dane literaturowe pomiarów stałej termodyfuzji w mieszaninach gazów zawierających ^{222}Rn oraz w mieszaninach gazów szlachetnych z CO_2.

1. Wstęp

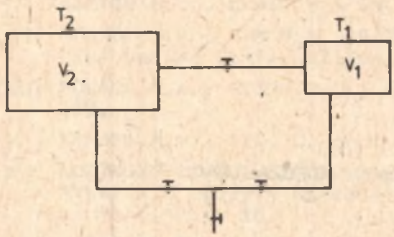
Dyfuzja termiczna (termodyfuzja) w gazach polega na względnym ruchu składników mieszaniny gazów, którego przyczynę jest występowanie gradientu temperatury wewnątrz mieszaniny. Ruch ten powoduje wytworzenie gradientu koncentracji w mieszaninie, która początkowo posiadała stały skład. Ponieważ wytworzony gradient koncentracji wywołuje zwykłą dyfuzję, która dąży do zlikwidowania tego gradientu, możliwe jest powstanie stanu stacjonarnego, w którym zjawisko dyfuzji termicznej separujące składniki mieszaniny wyrównywane jest "mieszającym" zjawiskiem zwykłej dyfuzji.

W gazach zjawisko dyfuzji termicznej najpierw zostało przewidziane teoretycznie przez Enskoga i Chapmana, a następnie stwierdzone doświadczalnie przez Chapmana i Dootsona [1] w mieszaninie CO_2 - H_2. Rozwój badań nad dyfuzją termiczną w gazach datuje się od odkrycia Clusiusa i Dickela [2], którzy wykazali, że zjawisko termodyfuzji wykorzystać można do efektywnego rozdzielenia składników mieszaniny gazów w urządzeniu zwanym kolumną termodyfuzyjną.

2. Eksperymentalne określanie stałej termodyfuzji

2.1. Pomiar stałej termodyfuzji w zjawisku termodyfuzji stacjonarnej metodą dwóch naczyń

Eksperymentalne badania zjawiska dyfuzji termicznej - pomiar stałej termodyfuzji - oparte są zwykle na określeniu różnicy składu dwóch części mieszaniny gazów znajdujących się w różnych temperaturach. Metoda pomiaru stałej termodyfuzji polega na tym, że dwuskładnikową mieszaninę gazów o znanym składzie umieszcza się w naczyniu składającym się z dwóch rezer-



Rys. 1. Schemat układu komór termodyfuzyjnych do pomiaru stałej termodyfuzji metodą dwóch naczyń

wuarów, połączonych rurką o względnie małym przekroju (rys. 1). Jeżeli podtrzymywane są różne temperatury rezerwuarów T_1 i T_2, to wzdłuż długości rurki ustala się pewien gradient temperatury. Wówczas dyfuzja termiczna powoduje powstanie gradientu koncentracji i równanie na szybkość dyfuzji przyjmuje postać [3].

$$\bar{\hat{U}}_1 - \bar{\hat{U}}_2 = -\frac{D_{12}}{X_1 X_2}\left(\frac{\partial X_1}{\partial \hat{r}} + \frac{K_T}{T}\frac{\partial T}{\partial \hat{r}}\right) \qquad (2.1)$$

gdzie:

$\bar{\hat{U}}_1, \bar{\hat{U}}_2$ - średnie prędkości ruchu cieplnego molekuł obu rodzajów,

X_1, X_2 - stężenia molowe składników mieszaniny gazów,

D_{12} - współczynnik dyfuzji zwykłej, $K_T = \frac{D_{12}}{D_T}$,

D_T - współczynnik dyfuzji termicznej.

W stanie stacjonarnym ($\bar{\hat{U}}_1 - \bar{\hat{U}}_2 = 0$) gradient koncentracji związany jest z gradientem temperatury równaniem:

$$\frac{\partial X_1}{\partial \hat{r}} = -K_T \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial \hat{r}} \qquad (2.2)$$

Wprowadzając stałą termodyfuzji α, określoną jako:

$$\alpha = \frac{K_T}{X_1 X_2} \qquad (2.3)$$

równanie (2.2) przyjmuje postać:

$$\frac{\partial X_1}{\partial \hat{r}} = -\alpha X_1 X_2 \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial \hat{r}} \qquad (2.4)$$

Przy założeniu, że α nie zależy od temperatury i koncentracji, równanie (2.4) można scałkować, w wyniku czego otrzymujemy:

$$\frac{X_1}{X_2} = C\, T^{-\alpha} \qquad (2.5)$$

gdzie: C oznacza stałą.

Definiując wielkość zwaną współczynnikiem wzbogacenia q (stopniem wzbogacenia q) jako

$$q = \frac{x_1^1}{x_2^1} \Big/ \frac{x_1^2}{x_2^2} \tag{2.6}$$

gdzie:

x_1^1, x_1^2 - stężenie cięższego składnika w rezerwuarach o temperaturach T_1, T_2,

x_2^1, x_2^2 - odpowiednio stężenia lżejszego składnika w obu naczyniach,

z równań (2.5) i (2.6) otrzymuje się:

$$q = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\alpha} \tag{2.7}$$

a stąd

$$\alpha = \frac{\ln q}{\ln(T_2/T_1)} \tag{2.8}$$

Aby zmierzyć wartość q, nie zawsze wygodny i konieczny jest pomiar składu mieszaniny w obu rezerwuarach. Można wyznaczyć wartość q z pomiaru składu tylko w jednym rezerwuarze, jeżeli znany jest stosunek objętości obu rezerwuarów. Wówczas naczynie chłodne o temperaturze T_1 buduje się o znacznie mniejszej objętości aniżeli naczynie gorące ($V_1 \ll V_2$). Przy takiej konstrukcji naczyń termodyfuzyjnych, jeżeli ponadto stężenie cięższego składnika jest znacznie mniejsze od stężenia lżejszego składnika ($X_1 \ll X_2$), stopień wzbogacenia po osiągnięciu stanu równowagi $q(\infty)$ wynosi:

$$q(\infty) = \frac{x_1^1(\infty)}{x_1^1(0)}\left[1 + \frac{V_1 T_2}{V_2 T_1}\left(1 - \frac{x_1^1(\infty)}{x_1^1(0)}\right)\right]^{-1} \tag{2.9}$$

gdzie:

$x_1^1(\infty)$, $x_1^1(0)$ - stężenie cięższego składnika w chwili ($t = \infty$) oraz w chwili rozpoczęcia procesu separacji w zjawisku termodyfuzji ($t = 0$).

2.2. Osiąganie stanu równowagi

Sposób osiągania stanu równowagi w przypadku, gdy naczynia termodyfuzyjne składa się z dwóch rezerwuarów połączonych rurką, został przedstawiony przez Jonesa i Furry'ego [4] i innych [5, 6].

Przy następujących założeniach:

1) gradient temperatury jest jednorodny wzdłuż długości L rurki łączącej naczynia termodyfuzyjne o temperaturach T_1 i T_2;
2) zjawiska przebiegają w sposób kwasistacjonarny (gęstość strumienia molekuł jest stała wzdłuż całej długości rurki);
3) stała termodyfuzji α nie zależy od koncentracji oraz temperatury

z równania (2.1) oraz z równań ciągłości dla np. cięższego składnika mieszaniny, które mają postać:

$$\frac{\partial X_1^1}{\partial t} = -\frac{n_1 \bar{U}_1 A}{N_1} \tag{2.10}$$

$$\frac{\partial X_1^2}{\partial t} = \frac{n_1 \bar{U}_1 A}{N_2} \tag{2.11}$$

można otrzymać równanie na zmianę stężenia cięższego składnika w funkcji czasu. W równaniach (2.10) i (2.11) $\bar{U}_1$ oznacza prędkość średnią molekuł cięższych, n_1 - stężenie objętościowe tych molekuł, A - pole powierzchni przekroju rurki, $N_1 N_2$ - całkowite liczby molekuł w rezerwuarach o temperaturach T_1 i T_2. Równanie na zmianę stężenia cięższego składnika w funkcji czasu jest równaniem typu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta X_1) = a - b \cdot \Delta X_1 \tag{2.12}$$

$\Delta X_1 = X_1^1 - X_1^2$. Rozwiązanie tego równania ma postać:

$$\Delta X_1 = \frac{a}{b}(1 - e^{-bt}) \tag{2.13}$$

przy czym:

$$\frac{a}{b} = \bar{K}_T \ln \frac{T_2}{T_1} = \Delta X_1 \tag{2.14}$$

w chwili $t = \infty$ (w stanie równowagi). Odwrotność b nosi nazwę czasu relaksacji τ. Czas relaksacji procesu osiągania stanu równowagi zależy od stosunku L/A, temperatur naczynia chłodnego i gorącego oraz współczynnika dyfuzji zwykłej, nie zależy od stałej termodyfuzji. Z pomiarów szybkości osiągania stanu równowagi można wyznaczyć zatem współczynnik dyfuzji zwykłej.

2.3. Odchylenie przebiegu zjawisk od warunków kwasistacjonarnych

W rzeczywistych warunkach eksperymentalnych żadne z założeń wymienionych w rozdziale 2.2 nie jest praktycznie spełnione. Jeżeli różnica temperatur obu naczyń jest na tyle mała, że można pominąć zależność α od temperatury, wówczas błąd jakim obarczona jest wartość α, wyznaczona z pomiaru współczynnika wzbogacenia w stanie równowagi $q(\infty)$, jest stosunkowo mały.

We wzorze (2.9) na $q(\infty)$ uwzględnić natomiast należy pewną niewielką poprawkę Δ na objętość gazu w rurce łączącej naczynia termodyfuzyjne, wzdłuż której wytworzony jest gradient temperatury. Wzór na stopień wzbogacenia z uwzględnieniem tej poprawki zwykle zapisuje się np. w postaci [7]:

$$q(\infty) = \frac{x_1^1(\infty)}{x_1^1(0)}\left[1 + \frac{V_1T_2}{V_2T_1}\left(1 - \frac{x_1^1(\infty)}{x_1^1(0)}\right) + \Delta\right]^{-1} \tag{2.15}$$

2.4. Zależność stałej termodyfuzji od temperatury

Eksperymentalna zależność stopnia wzbogacenia oraz stałej termodyfuzji od temperatury daje się zwykle przedstawić wyrażeniem postaci [7-11]

$$\ln q = A'\ln\frac{T_2}{T_1} - B'\,\frac{T_2 - T_1}{T_1T_2} \tag{2.16}$$

a zatem:

$$\alpha_T = A' - B'/T \tag{2.17}$$

gdzie A', B' - stałe wynikające z numerycznego dopasowania wzoru (2.16) do wyników doświadczalnych. Przy zadanych temperaturach naczyń termodyfuzyjnych T_1 i T_2 stałą termodyfuzji można przypisać pewnej temperaturze średniej $\bar{T}$ określonej jako

$$\bar{T} = \frac{T_1T_2}{T_2 - T_1}\ln\frac{T_2}{T_1} \tag{2.18}$$

3. Pomiary stałej termodyfuzji w mieszaninach gazów zawierających ^{222}Rn

3.1. Metody pomiaru stałej termodyfuzji w mieszaninach zawierających radon

Dostępne dane literaturowe dotyczą pomiaru stałej termodyfuzji w mieszaninach ^{222}Rn i gazów szlachetnych, takich jak: He, Ne, Ar i Kr oraz w mieszaninie $Rn-H_2$. Pierwsze badanie nad dyfuzją termiczną w mieszaninach $Rn-H_2$, Rn-He, Rn-Ne, Rn-Ar wykonał Harrison [12-13].

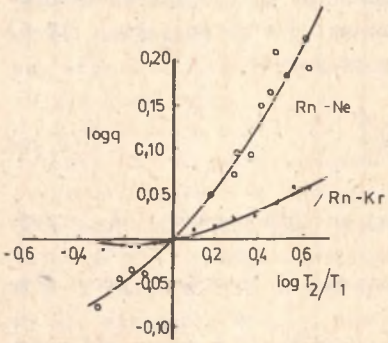
Stosowaną metodą badania wzbogacenia radonu w zjawisku termodyfuzji była metoda dwóch naczyń. Układ naczyń termodyfuzyjnych ustawiony był za blokiem ołowiu, w którym znajdowały się dwie szczeliny. Szerokość jednej ze szczelin była regulowana. Naprzeciw szczelin umieszczono komory jonizacyjne połączone tak, aby można było mierzyć różnicę natężenia promieniowania γ przechodzącego przez szczeliny. Przed rozpoczęciem procesu termodyfuzji dobierano tak szerokość szczelin, aby prąd w układzie komór jonizacyjnych był równy zero. Po osiągnięciu przez gaz stanu równowagi w procesie dyfuzji termicznej mierzono prąd jonizacyjny, który pojawiał się wskutek różnicy stężeń radonu w obu naczyniach. Prąd ten był miarą ilości radonu, który w procesie dyfuzji termicznej przedyfundował z naczynia nagrzanego do chłodnego.

Metodą dwóch naczyń Grew i Mundy [14] wyznaczyli ponownie stałą termodyfuzji w mieszaninach gazów Rn-Ne, Rn-Ar oraz w mieszaninie Rn-Kr. Autorzy przebadali równocześnie zależność α od temperatury. Po osiągnięciu stanu równowagi w zjawisku termodyfuzji naczynia termodyfuzyjne izolowano i z obu naczyń pobierano próbki gazu. Próbki analizowano ze względu na zawartość radioaktywnego składnika w dwóch komorach jonizacyjnych.

3.2. Porównanie wyników eksperymentalnych i teoretycznych dla przyjętych modeli oddziaływań międzymolekularnych

Na rys. 2 przedstawiona jest zależność stopnia wzbogacenia w stanie równowagi (q) w funkcji stosunku temperatur naczynia gorącego i chłodnego (T_2/T_1) w skali logarytmicznej dla mieszanin Rn-Ne oraz Rn-Kr. W tabeli 1 zestawiono wartości stałych termodyfuzji z pomiarów Harrisona oraz Grew i Mundy. Wartości α w pracy [14] w temperaturze T_2 (T_1 = const we wszystkich pomiarach) były wyznaczone z nachylenia krzywych log q = = f(log T_2/T_1). Całkowity błąd pomiaru α autorzy szacują na 15-20%. Tak duże błędy uzasadniają głównie występowaniem procesu adsorpcji radonu. Wartości $[\alpha]_1$ w tabeli 1 są wartościami stałej termodyfuzji wyliczonymi teoretycznie dla modelu oddziaływań międzycząsteczkowych, w których potencjał oddziaływania ma postać:

$$\varphi(r) = \left(\frac{\varepsilon}{1 - 6/a}\right)\left\{\frac{6}{a}\exp\left[a\left(1 - \frac{r}{r_m}\right)\right] - \left(\frac{r_m}{r}\right)^6\right\} \qquad (2.19)$$



Rys. 2. Log q jako funkcja log (T_2/T_1) dla mieszanin Rn-Ne i Rn-Kr [14]

Model ten znany jest w literaturze pod nazwą "exp-6 model". Parometr ε we wzorze (2.19) oznacza minimum energii potencjalnej przy odległości międzycząsteczkowej $r = r_m$, a - stałą. Do obliczeń wartości $[\alpha]_1$ w tabeli 1 przyjęto a = 12. Wartości ε i r_m dla czystych gazów zostały oszacowane metodą półempiryczną, podaną przez Srivastawę [15]. Dla radonu parametry te wynoszą: $\varepsilon/K = 380^oK$, $r_m = 4,52$ Å. Dla mieszanin radonu z innymi gazami wartości ε oraz r_m zostały wyznaczone według reguł kombinacyjnych

$$(r_m)_{12} = \frac{1}{2}[(r_m)_{11} + (r_m)_{22}] \tag{2.20}$$

$$\varepsilon_{12} = (\varepsilon_{11} \cdot \varepsilon_{22})^{1/2} \tag{2.21}$$

Tabela 1

Wartości stałych termodyfuzji w mieszaninach zawierających radon

Mieszanina	T_2 °K	T_1 °K	α	$[\alpha]_1$	$[\alpha]'_1$	Praca źródłowa
Rn-H_2	373	273	0,31			[12]
Rn-He	373	273	0,64			[12]
Rn-Ar	373	273	0,024			[13]
	339	295	0,14	0,13	0,15	[14]
	537	295	0,19	0,29	0,34	[14]
	851	295	0,28	0,39	0,48	[14]
Rn-Ne	373	273	0,23			[13]
	195	295	0,20	0,18	0,30	[14]
	309	295	0,26	0,41	0,59	[14]
	490	295	0,32	0,57	0,80	[14]
Rn-Kr	389	295	0,06	0,07		[14]
	617	295	0,09	0,16		[14]
	977	295	0,13	0,22		[14]

Wartości $[\alpha]_1'$ zaczerpnięte z artykułu Saxena at al [16] są wartościami teoretycznymi stałej termodyfuzji, wyliczonymi dla potencjału (12-6) Lennarda-Jonesa, tzn. dla potencjału, który ma postać:

$$\varphi(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{r_o}{r}\right)^{12} - \left(\frac{r_o}{r}\right)^{6}\right] \tag{2.22}$$

przy czym r_o oznacza wartość r, dla której energia potencjalna przyjmuje wartość równą zero.

Parametry potencjału (12-6) L-J zostały oszacowane podobnie jak w pracy [14].

Wyznaczone teoretycznie wartości stałej termodyfuzji zarówno dla modelu oddziaływań "exp-6", jak i dla modelu Lennarda-Jonesa są znacznie wyższe od wartości eksperymentalnych otrzymanych przez Grew i Mundy.

Jeśli chodzi o pomiary Harrisona, nie ma danych literaturowych dotyczących oszacowań teoretycznych stałych termodyfuzji dla badanych przez autora mieszanin gazowych. Sam autor, w oparciu o dane doświadczalne, przyjmując, że siły oddziaływań pomiędzy molekułami różnych rodzajów mają postać:

$$F \sim r^{-S_{12}} \tag{2.23}$$

(model punktowych centrów odpychania), wyznaczył wartości wykładnika S_{12}. Wartości te zestawione są w tabeli 2. Porównując otrzymane wartości S_{12} z dostępnymi wówczas wartościami S_{12} dla mieszanin innych gazów szlachetnych autor doszedł do wniosku, że molekuły radonu "must be very soft" (wykładniki S_{12} dla mieszanin zawierających radon są systematycznie mniejsze niż dla mieszanin tego samego gazu z pozostałymi).

Tabela 2

Wykładniki potęg dla modelu punktowych centrów odpychania [12]

	Rn-H_2	Rn-He	Rn-Ne	Rn-Ar
S_{12}	6,3	6,5	6,1	5,1

4. Pomiary stałej termodyfuzji w mieszaninach gazów szlachetnych zawierających CO_2

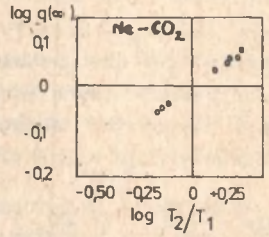
4.1. Eksperymentalna zależność współczynnika wzbogacenia i stałej termodyfuzji od temperatury

Wartości stałej termodyfuzji dla mieszanin gazów szlachetnych z dwutlenkiem węgla wyznaczali między innymi Waldmann [17], Weissman et al

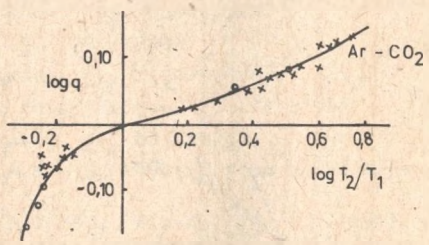
[18-19], Cozens et al [20] stosując metodę dwóch naczyń. W mieszaninach, w których stężenie CO_2 było porównywalne ze stężeniem drugiego składnika, stopień wzbogacenia wyznaczano z pomiarów zmian współczynnika przewodnictwa cieplnego.

W niektórych pomiarach, jak np. [19-20], określano również stałą termodyfuzji dla mieszanin gazowych zawierających $^{14}CO_2$ ^{85}Kr, ^{133}Xe w ilościach śladowych. Do badania stężenia interesującego nas składnika pobierano wówczas próbki gazu z naczyń termodyfuzyjnych i wartość stężenia radioaktywnego składnika mierzono za pomocą komory jonizacyjnej. Wyniki pomiarów stopnia wzbogacenia oraz stałej termodyfuzji w funkcji temperatury dla mieszanin $Ne-CO_2$, $Ar-CO_2$, $Kr-CO_2$ oraz $Xe-CO_2$ są przedstawione na rys. 3-6.

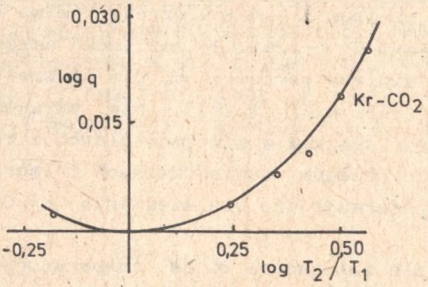
Zachowanie się stopnia wzbogacenia oraz stałej termodyfuzji w funkcji temperatury dla wymienionych mieszanin gazów jest podobne. Stała termodyfuzji zmienia znak dla temperatury T_2 około 330°K. Temperatura ta odpowiada minimum stopnia wzbogacenia w funkcji log (T_2/T_1). Ponieważ minimum jest stosunkowo płaskie, wartość temperatury, przy której stała termodyfuzji zmienia znak, nie jest określona zbyt dokładnie.



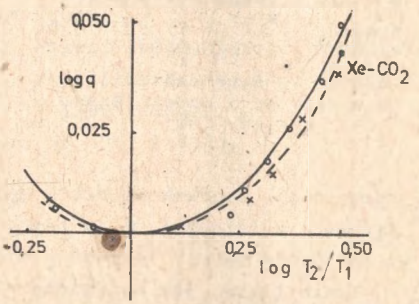
Rys. 3. Log q w funkcji log T_2/T_1 dla $Ne-CO_2$ (CO_2 w ilościach śladowych w postaci $^{14}CO_2$) [19]



Rys. 4. Log q w funkcji log T_2/T_1 dla $Ar-CO_2$. (X) $Ar-CO_2$ (50% CO_2), (O) $Ar-^{14}CO_2$ (2% $^{14}CO_2$) [20]



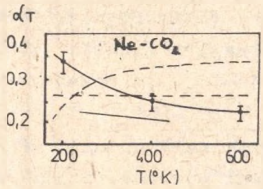
Rys. 5. Log q w funkcji log T_2/T_1 dla $Kr-CO_2$ (0,3% ^{85}Kr) [20]



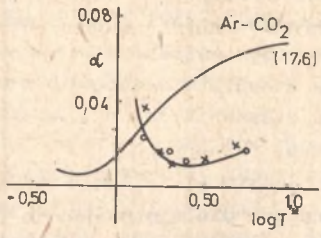
Rys. 6. Log q w funkcji log T_2/T_1 dla $Xe-CO_2$. (O) 0,3% ^{133}Xe, (X) 0,7% $^{14}CO_2$ [20]

4.2. Porównanie wyników eksperymentalnych i teoretycznych

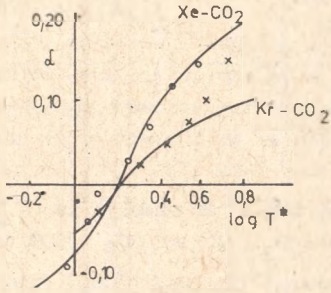
Na rys. 7-9, przedstawiających zależności stałej termodyfuzji w funkcji temperatury zredukowanej, liniami przerywanymi zaznaczone są wartości stałej termodyfuzji wyznaczone teoretycznie w oparciu o potencjały oddziaływań międzycząsteczkowych Lennarda-Jonesa oraz "exp-6".



Rys. 7. Stała termodyfuzji w funkcji temperatury dla Ne-CO_2. Linia ciągła - krzywa dopasowana do wyników doświadczalnych, linia gruba przerywana - wartości wyliczone z modelu L-J (12-6) [20]



Rys. 8. Stała termodyfuzji w funkcji temperatury zredukowanej T ($T^* = KT/\varepsilon$) dla Ar-CO_2. Linia ciągła (17-6) - wyliczone wartości dla modelu "exp-6/, a = 17 [20]



Rys. 9. Stała termodyfuzji w funkcji temperatury zredukowanej T^*($T^* = KT/\varepsilon$) dla Kr-CO_2(X) i Xe-CO_2(O). Linie ciągłe - wartości wyliczone w oparciu o model "exp-6", a = 10, [20]

Dla mieszaniny Ne-CO_2 autorzy [19] wyliczali wartości α_T dla modelu L-J (12-6). Wyliczona krzywa teoretyczna zupełnie nie oddaje zależności eksperymentalnej stałej termodyfuzji w funkcji temperatury.

Dla mieszanin Ar-CO_2, Kr-CO_2 i Xe-CO_2 [20] teoretyczny przebieg zależności α_T od temperatury został wyznaczony dla modelu "exp-6". W przypadku mieszaniny Ar-CO_2 obserwuje się doświadczalnie spadek wartości α_T ze wzrostem temperatury, osiągnięcie minimum i ponowny wzrost. Pomimo że model "exp-6" przewiduje możliwość osiągnięcia minimum wartości α_T dla parametru $a > 15$ (por. wzór (2.19)), nie uzyskano zgodności wyników eksperymentalnych i teoretycznych. Stosunkowo dobrą zgodność przebiegów doświadczalnych i teoretycznych zależności α od temperatury obserwuje się dla mieszanin Kr-CO_2 i Xe-CO_2 (w modelu "exp-6" a = 10).

Takie fakty, jak osiąganie minimum dla zależności α od temperatury w mieszaninie Ar-CO_2, zmianę znaku α w pewnej temperaturze dla mieszanin CO_2 z Kr i Xe, podobne wartości α dla mieszanin $^{14}CO_2$-Ar i $^{12}CO_2$-Ar Cozens et al. wyjaśniają symetrię molekuł CO_2. Wpływ symetrii molekuł CO_2

na wartość stałej termodyfuzji jest większy niż wpływ różnicy mas. Wykazali to eksperymentalnie między innymi Becker i Beyrich [21], badając izotopowe mieszaniny CO_2 zawierające $^{12}C^{16}O_2$, $^{13}C^{16}O_2$, $^{12}C^{16}O^{17}O$, $^{12}C^{16}O^{18}O$. Na wartość stałej termodyfuzji wpływa translacyjny ruch molekuł, któremu odpowiada zależność α od względnej różnicy mas molekuł oraz ruch rotacyjny, który powoduje zależność α od względnej różnicy momentów bezwładności cząsteczek. Rozbieżności wyników eksperymentalnych z wyliczeniami teoretycznymi dla modeli oddziaływań Lennarda-Jonesa oraz "exp-6" wynikają między innymi z faktu, że modele te zakładają sferyczny kształt oddziaływających ze sobą molekuł.

LITERATURA

[1] CHAPMAN S., DOOTSON F.W.: Phil. Mag., 33, 248 (1917).
[2] CLUSIUS K., DICKEL G.: Naturwissenschaften, 26, 546 (1938).
[3] GRIU K.E., IBBS T.L.: Termiczeskaja diffuzja w gazach. Moskwa (1956).
[4] JONES R., FURRY W.H.: Rev. Mod. Phys. 33, 149 (1961).
[5] LONDSALE H.K., MASON E.A.: J. Phys. Chem., 61, 1564 (1957).
[6] SAXENA S.C., MASON E.A.: Mol. Phys., 2, 379 (1960).
[7] ANNIS B.K., HUMPHREYS A.E.: Phys. Fluids, 11, 2122 (1968).
[8] MASON E.A., WEISSMAN S., WENDT R.P.: Phys. Fluids, 7, 174 (1964).
[9] HUMPHREYS A.E., MASON E.A.: Phys. Fluids, 13, 65 (1970).
[10] PAL A.K., BHATTACHARYYA S.K., BARNA A.K.: J. Phys. B.Atom Molec.Phys. 7, 178 (1974).
[11] ANNIS B.K., HUMPHREYS A.E., MASON E.A.: Phys. Fluids, 12, 78 (1969).
[12] HARRISON G.E.: Proc. Roy, A 161, 80 (1937).
[13] HARRISON G.E.: Proc. Roy. Soc. A 181, 93 (1942).
[14] GREW K.E., MUNDY J.N.: Phys. Fluids, 4, 1325 (1961).
[15] SRIVASTAVA B.N., SAXENA S.C.: Physica, 22, 253 (1956).
[16] SAXENA S.C., MATHUR B.P.: Rev. Mod. Phys., 37, 316 (1965).
[17] WALDMANN L.Z.: Z. Naturforsch. 4A, 105 (1949).
[18] WEISSMANN S., SAXENA S.C., MASON E.A.: Phys. Fluids, 3, 510 (1960).
[19] WEISSMANN S., SAXENA S.C., MASON E.A.: Phys. Fluids, 4, 643 (1961).
[20] COZENS J.R., GREW K.E.: Phys. Fluids, 7, 1395 (1964).
[21] BECKER E.W., BEYRICH W.: J. Chem. Phys. 56, 911 (1952).

ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕРМОДИФФУЗИИ
В БИНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ Rn-CO_2

Р е з ю м е

В работе представлено принцип измерения коэффициента термодиффузии в бинарной газовой смеси методом двух сосудов. Приведено и проанализировано литературные данные касающиеся измерений коэффициента термодиффузии в газовых смесях содержащих ^{222}Rn и в смесях благородных газов с двуокисей углерода.

THERMAL DIFFUSION CONSTANTS IN TWO-COMPONENT GAS MIXTURES CONTAINING RADON AND CARBON DIOXIDE

S u m m a r y

The principle of measurements of thermal diffusion constant of two-component gas mixtures by two-bulb method is decribed. The up-to-date results of measurements of thermal diffusion constant for gas mixtures containing radon and for mixtures of inert gases with CO_2 are presented and discussed.

Wpłynęło do Redakcji 20.XII.1977 r. Recenzent

Doc. dr hab. inż. Andrzej Zastawny