

Jerzy Sado

Instytut Techniki Ciepłej

OBLICZANIE FUNKCJI TERMODYNAMICZNYCH IDEALNEJ PLAZMY W STANIE LOKALNEJ RÓWNOWAGI – NA PRZYKŁADZIE ARGONU

W pracy przedstawiono sposób wyznaczania różnych funkcji termodynamicznych plazmy będącej w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej. Analizę teoretyczną poparto obliczeniami przykładowymi plazmy argonowej. Podano elementy analizy zastosowań modeli plazmowych. Przykładowe obliczenia ograniczono do wartości temperatury i ciśnienia z przedziałów $T \in \langle 2000 \text{ K}, 20000 \text{ K} \rangle$ oraz $p \in \langle 0,01 \text{ MPa}, 1 \text{ MPa} \rangle$.

OZNACZENIA

- a – prędkość dźwięku
- c – ciepło właściwe
- C – prędkość ruchu cieplnego
- e – ładunek elementarny
- f – funkcja rozkładu
- g – waga statystyczna
- h – entalpia właściwa
- k – stała Boltzmana
- m – masa
- M – masa cząsteczkowa
- n – gęstość liczbowa
- N – liczba cząsteczek
- p – ciśnienie
- Q – przekrój czynny
- q – suma stanów
- S – entropia
- s – entropia właściwa
- T – temperatura
- U – energia wewnętrzna

- u – energia wewnętrzna właściwa
- V – objętość
- v – objętość właściwa
- W – prawdopodobieństwo makrostanu
- Z – krotność jonizacji
- ν – częstość zderzeń
- λ – długość
- ε – energia
- ε – przenikalność dielektryczna
- ρ – gęstość
- Λ – parametr plazmowy
- Ω – prawdopodobieństwo termodynamiczne
- κ – wykładnik izentropy
- φ – stopień jonizacji

Indeksy

- e – elektron
- iZ – Z -krotny jon
- a – atom
- int – wewnętrzny
- $a-iZ$ – Z -krotna jonizacja atomu
- h – ciężka
- s – składnik
- A – Avogadro
- j – poziom wzbudzony
- R – zredukowany
- M – Maxwell
- 0 – próżnia
- D – Debye

WSTĘP

Symulacja procesów przepływowo-ciepłych, w których czynnikiem jest plazma, wymaga znajomości jej funkcji termodynamicznych. Są nimi na przykład: energia wewnętrzna, entalpia, entropia, energia swobodna, czy też entalpia swobodna. Potrzebne są również typowe wielkości, takie jak: gęstość, ciepło właściwe, wykładnik izentropy, czy też lokalna prędkość dźwięku. Można szukać wartości takich funkcji w różnego rodzaju opracowaniach naukowych, lecz zawsze okazuje się, że znalezione wartości są niekompletne, lub są tylko przybliżone. Ten sposób postępowania jest nie do przyjęcia w symulacjach numerycznych procesów przepływowo-ciepłych plazmy. Konieczna w nich jest

ciągła kontrola wartości tych funkcji, chociażby z powodu ich silnej zależności od temperatury i ciśnienia. W rzeczywistych warunkach każda technicznie wytworzona plazma jest w stanie nierównowagi. Może to być nierównowaga termiczna wywołana silnym polem zewnętrznym działającym na plazmę lub też istnieniem znacznego gradientu temperatury, ale również może to być nierównowaga jonizacyjna wywołana ucieczką promieniowania lub skończonym czasem procesów atomowych w plazmie. Szczegółowy opis nierównowagi plazmowej można znaleźć np. w Sado [6], [7], [8].

W obliczeniach wstępnych, szacunkowych, wykorzystuje się funkcje termodynamiczne plazmy będącej w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTR). Metodyka obliczeń znana jest już od dawna, vide Hirschfelder i inni [1], Vincenti i Kruger [13], czy też Sado [5]. Celem przedstawionej pracy jest pokazanie wpływu ciśnienia, temperatury i zewnętrznego pola magnetycznego na wcześniej wymienione funkcje termodynamiczne plazmy w stanie LTR. Dla uściślenia uwagi rozważa się plazmę wytworzoną z gazów szlachetnych a obliczenia przykładowe dotyczą argonu. Uogólnienie metody obliczeniowej na plazmotwórcze gazy cząsteczkowe, wymaga tylko uwagi przy definiowaniu stanu odniesienia, co zostanie później objaśnione. Częściowe wyniki tej pracy były referowane na konferencji, Sado [11].

Wartości funkcji termodynamicznych plazmy są konieczne w symulacji numerycznej procesów plazmowych. Ze względu na wysokie temperatury, ich wartości można praktycznie tylko obliczyć. Obliczenia muszą opierać się na poprawnych założeniach fizycznych oraz w miarę dokładnych metodach numerycznych. Przedstawiona praca spełnia powyższe wymagania. Zaletą metod symulacyjnych jest ich taniość. Każdy eksperyment fizyczny, nawet jeżeli jest możliwy, kosztuje wielokrotnie więcej. Zastosowanie symulacji numerycznej procesów plazmowych jest powszechne. Wykorzystuje się ją na przykład w technice świetlnej, w metalurgii, w technologii (cięcie, spawanie, powłoki), w chemii, w przepływach magnetohydrodynamicznych, w napędach plazmowych itd.

1. SKŁAD PLAZMY

W stanie LTR plazma jest równowagową mieszaniną elektronów, jonów jedno- i wielokrotnych oraz atomów. W zależności od wielkości temperatury czy też ciśnienia, ilości niektórych z nich są tak małe, że można je pominąć w obliczeniach. Poszukuje się gęstości liczbowych następujących składników plazmy $[n_e, n_{i1}, n_{i2}, n_{i3}, n_a]$. Plazma jest w stanie quasi-neutralnym, co pozwala napisać, że

$$n_e = \sum_{Z=1}^3 Z n_{iZ} \quad (1)$$

Ponieważ w plazmie panuje LTR, to można wykorzystać równania Sahy

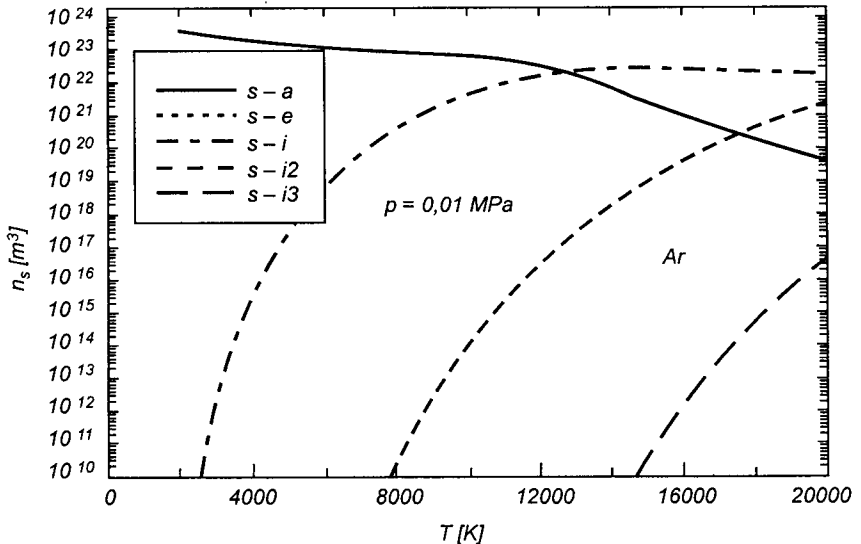
$$\frac{(n_e)^Z n_{iZ}}{n_a} = \left(\frac{q_e}{V} \right)^Z \frac{q_{iZ}^{\text{int}}}{q_a^{\text{int}}} \exp \left[-\frac{\varepsilon_{a-iZ}}{kT} \right] \quad \text{dla } Z = 1, 2, 3 \quad (2)$$

Przybliżenie plazmy idealnej oznacza, że każdy składnik plazmy spełnia równanie Clapeyrona, a plazma spełnia prawo Daltona, czyli

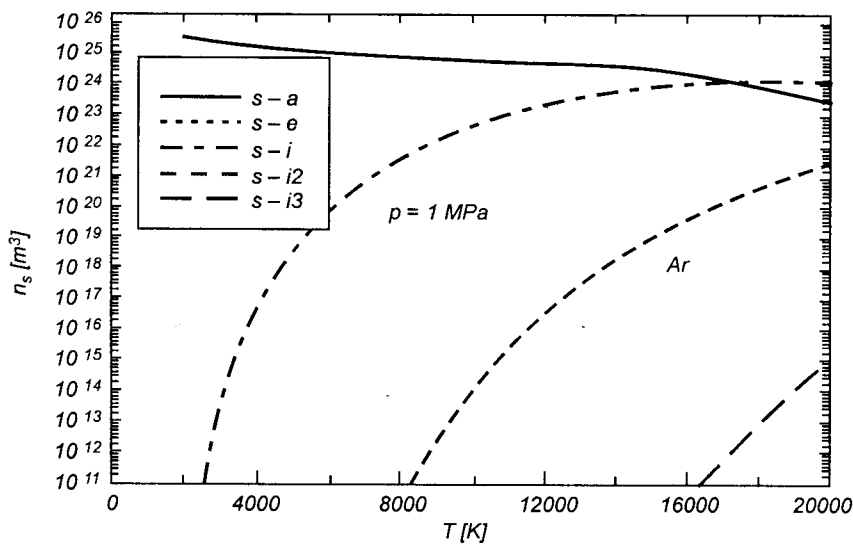
$$p = \left(n_e + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} + n_a \right) kT \quad (3)$$

Rozszerzenie modelu na przypadek nieidealny, w którym uwzględnia się ekranowanie Debye'a, przedstawiono w Sado [4].

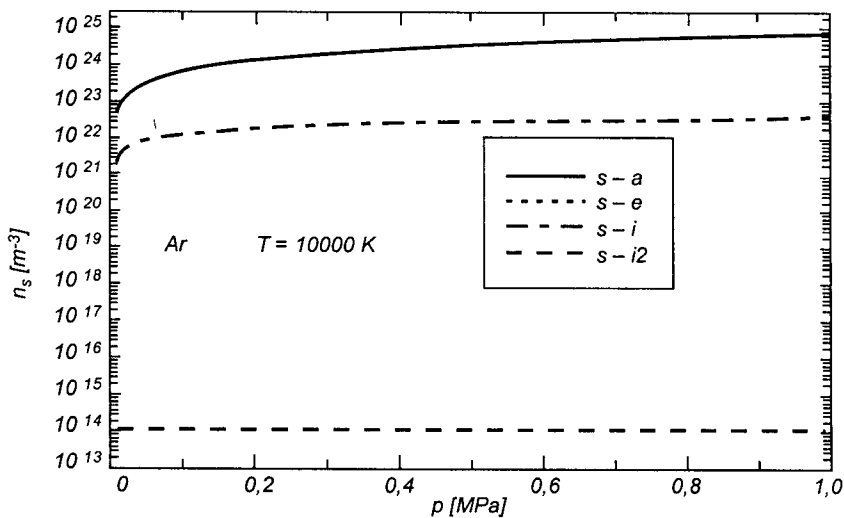
Otrzymuje się ostatecznie układ 5 równań dla 5 niewiadomych, w których dane są: ciśnienie i temperatura. Odpowiednie sumy stanów dla elektronów oraz wewnętrzne sumy stanów jonów i atomów zdefiniowane są w Vincenti [13]. Wartości stałych atomowych zaczerpnięto z Moore [3]. Przykładowe wyniki obliczeń pokazano na rys. 1–4.



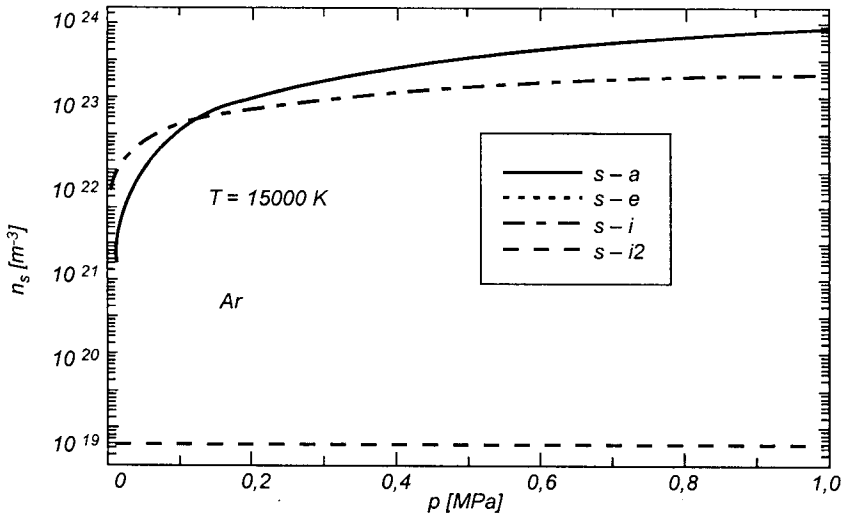
Rys. 1. Wpływ temperatury na skład plazmy dla $p = 0,01$ MPa



Rys. 2. Wpływ temperatury na skład plazmy dla $p = 1 \text{ MPa}$



Rys. 3. Wpływ ciśnienia na skład plazmy dla $T = 10000 \text{ K}$ ($n_e \approx n_i$)



Rys. 4. Wpływ ciśnienia na skład plazmy dla $T = 15000 \text{ K}$ ($n_{i3} < 10^{18} \text{ m}^{-3}$)

Jak widać z powyższych rysunków, zmiana temperatury wpływa w sposób istotny na skład plazmy. Gęstości liczbowe powstających jonów rosną osiągając wartość ekstremalną, aby następnie monotonicznie maleć. Wpływ zmian ciśnienia nie jest tak jednoznaczny. Można w tym przypadku tylko stwierdzić, że zmiana ciśnienia powoduje zmianę gęstości liczbowej składników plazmy i nie są to zmiany wprost proporcjonalne, jak by to było w gazie doskonałym.

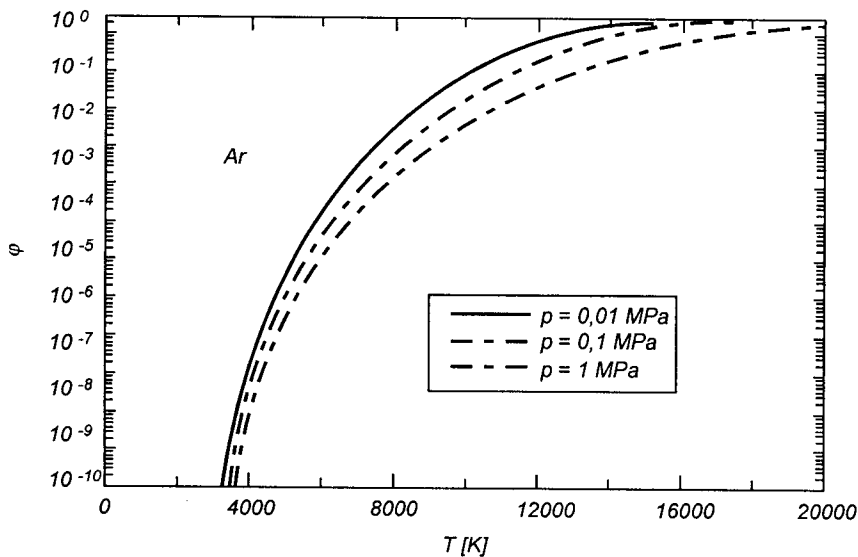
W obu przypadkach widać, że zmiana parametru termodynamicznego powoduje między innymi zmianę stopnia jonizacji plazmy. Zależność stopnia jonizacji od zmian temperatury i ciśnienia pokazują rys. 5–6, gdzie

$$\varphi = \frac{\sum_{Z=1}^3 n_{iZ}}{n_a + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ}} \quad (4)$$

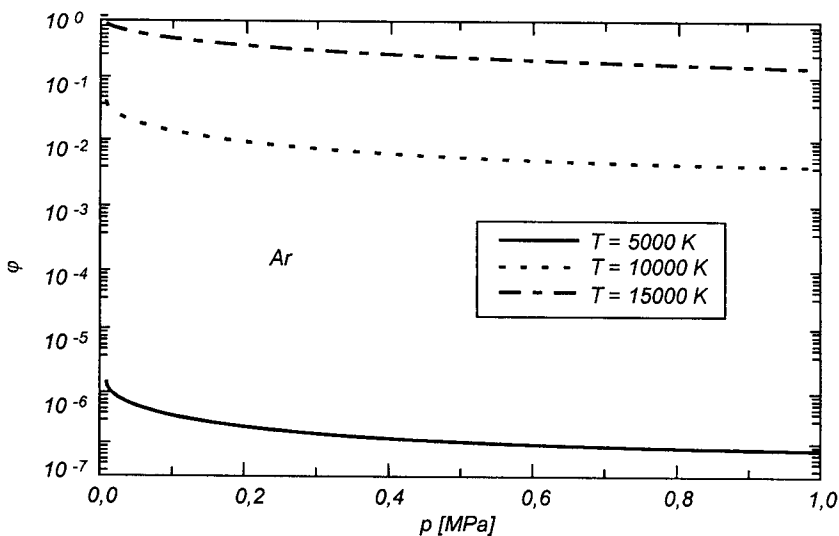
Jak widać z tych rysunków, zmiana temperatury istotnie wpływa na stopień jonizacji. W rozważanym zakresie zmian ciśnienia jego wzrost prowadzi do zmniejszenia wartości stopnia jonizacji o jeden rząd. W dalszej części pracy zostaną omówione modele plazmowe: słabo zjonizowany i częściowo zjonizowany. Graniczne wartości parametrów termodynamicznych dla obu modeli można znaleźć na rys. 5. Również i na nim można zaobserwować plazmę całkowicie zjonizowaną.

Gdy znany jest skład mieszaniny plazmowej, wtedy łatwo oblicza się jej objętość właściwą (lub gęstość), ponieważ

$$v = \frac{1}{m_h \left(n_a + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} \right)} \quad \rho = \frac{1}{v} \quad (5)$$

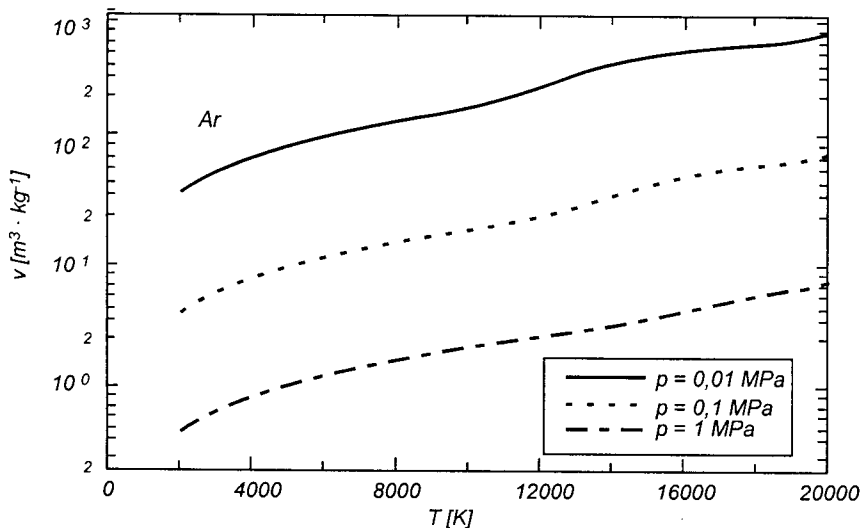


Rys. 5. Stopień jonizacji w funkcji temperatury

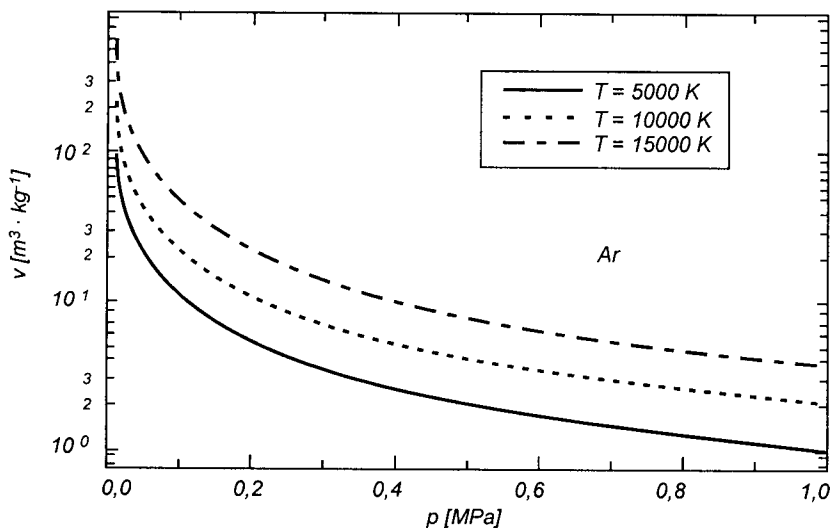


Rys. 6. Stopień jonizacji w funkcji ciśnienia

Zależność objętości właściwej plazmy od temperatury i ciśnienia pokazują rys. 7 i 8. Z rysunku widać, że objętość właściwa plazmy jest eksponencjalną funkcją temperatury. W gazie doskonałym jest to zależność liniowa (co wynika z równania Clapeyrona).



Rys. 7. Wpływ temperatury na objętość właściwą

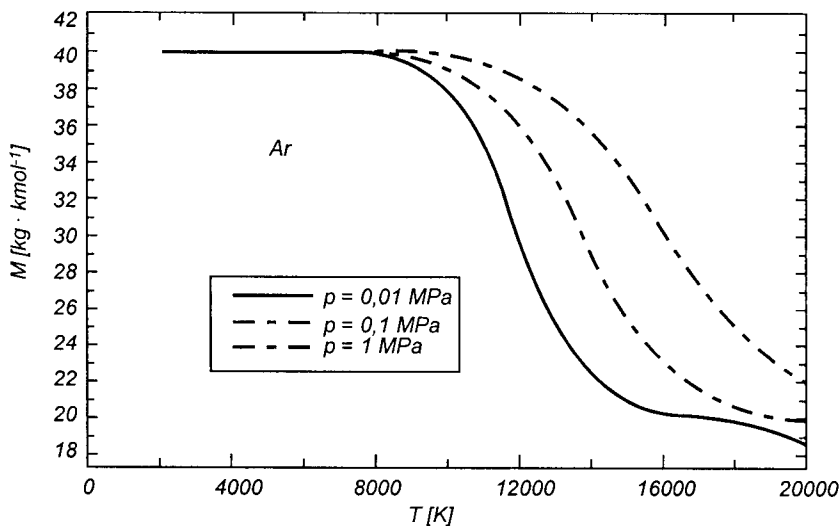


Rys. 8. Wpływ ciśnienia na objętość właściwą

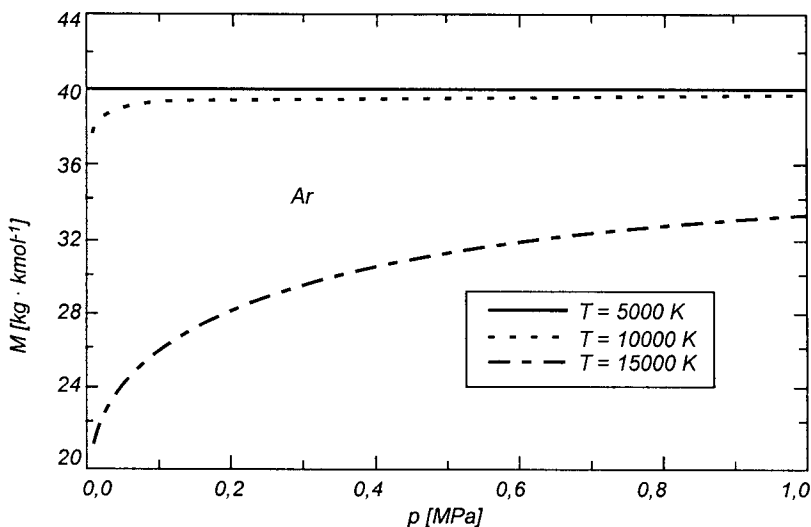
Masę cząsteczkową plazmy oblicza się podobnie jak masę cząsteczkową mieszaniny, w której

$$M = \frac{m_h \sum_h n_h + m_e n_e}{\sum_s n_s} N_A \quad \text{gdzie } h = a, iZ; \quad \text{oraz } s = h, e \quad (6)$$

Na rysunku 9 i 10 pokazano zmienność masy cząsteczkowej plazmy. Jonizacja powoduje znaczną zmianę gęstości liczbowej składników plazmowych.



Rys. 9. Masa cząsteczkowa w funkcji temperatury



Rys. 10. Masa cząsteczkowa w funkcji ciśnienia

Ponieważ masa cząsteczkowa mieszaniny zależy w istotny sposób od udziałów molowych składników, to znaczny wzrost gęstości liczbowej elektronów, przy równoczesnym zmniejszeniu gęstości liczbowej cząstek ciężkich, prowadzi do obniżenia wartości masy cząsteczkowej plazmy. Jak widać, im mniejszy jest stopień jonizacji, tym większa jest wartość masy cząsteczkowej plazmy.

2. FUNKCJE TERMODYNAMICZNE

Zadaniem mechaniki statystycznej jest znalezienie takiego obsadzenia poziomów wzbudzonych atomów, żeby makrostan układu, w którym $N = \text{const}$ oraz $E = \text{const}$ osiągnął wartość maksymalną. W tym przypadku entropia jest równa

$$S = k \ln \Omega \approx k \ln W_{\max} \quad (7)$$

w którym

$$\ln W = \sum_j N_j^e \left(\ln \frac{g_j^e}{N_j^e} + 1 \right) + \sum_j N_j^a \left(\ln \frac{g_j^a}{N_j^a} + 1 \right) + \sum_{Z=1}^3 \sum_j N_j^{iZ} \left(\ln \frac{g_j^{iZ}}{N_j^{iZ}} + 1 \right) \quad (7a)$$

Zadanie maksymalizacyjne ma następującą postać: znaleźć takie obsadzenie poziomów wzbudzonych składników mieszaniny plazmowej N_j^s , które maksymalizują funkcję (7a), i które równocześnie spełniają następujące równanie więzów

$$\sum_j N_j^e \varepsilon_j^e + \sum_j N_j^a \varepsilon_j^a + \sum_{Z=1}^3 \sum_j N_j^{iZ} (\varepsilon_{a-iZ} + \varepsilon_j^{iZ}) = U = \text{const} \quad (8)$$

$$N_a + \sum_{Z=1}^3 N_{iZ} = N = \text{const} \quad (9)$$

$$\sum_{Z=1}^3 Z N_{iZ} - N_e = 0 \quad (10)$$

Wykorzystując do tego zadania optymalizacyjnego metodę nieoznaczonych mnożników Lagrange'a, otrzymuje się zależność opisującą boltzmannowskie obsadzenia poziomów wzbudzonych

$$\frac{N_j^s}{N^s} = \frac{g_j^s \exp \left[-\frac{\varepsilon_j^s}{kT} \right]}{q} \quad (11)$$

gdzie

$$N^s = \sum_j N_j^s \quad q = \sum_j g_j^s \exp\left[-\frac{\epsilon_j^s}{kT}\right] \quad (12)$$

oraz wykorzystane wcześniej równania Sahy (2).

Po podstawieniu zależności (11) do wzoru na energię wewnętrzną (8), otrzymuje się

$$U = kT^2 \left[N_e \left(\frac{\partial \ln q_e}{\partial T} \right)_{v,N} + N_a \left(\frac{\partial \ln q_a}{\partial T} \right)_{v,N} + \sum_{z=1}^3 N_{iz} \left(\frac{\partial \ln q_{iz}}{\partial T} \right)_{v,N} \right] + \sum_{z=1}^3 N_{iz} \epsilon_{a-iz} \quad (13)$$

W plazmie wytworzonej z gazów szlachetnych pochodne z zależności (13) są równe

$$\left(\frac{\partial \ln q_e}{\partial T} \right)_{v,N} = \frac{3}{2T} \quad (13a)$$

$$\left(\frac{\partial \ln q_h}{\partial T} \right)_{v,N} = \frac{3}{2T} + \frac{1}{kT^2} \frac{\sum_j g_j^h \epsilon_j^h \exp\left[-\frac{\epsilon_j^h}{kT}\right]}{q_h^{ei}} \quad \text{dla } h = a, iz \quad (13b)$$

W przypadku plazmy, w której występują gazy dwuatomowe, takie jak H_2 , N_2 pojawia się różnica we wzorach (8, 13a i 13b). Energię liczy się od poziomu stanu podstawowego cząsteczki, czyli w kolejności: najpierw pojawia się dysocjacja, a następnie zdysocjowane atomy podlegają jonizacji, jedno- lub wielokrotnej. Brakującym równaniem dla dysocjacji jest prawo działania mas, które jest odpowiednikiem równania Sahy dla procesu jonizacji. Metody obliczeń stałej równowagi chemicznej dla procesu dysocjacji są przedstawione w Sado (1997).

W praktycznych zastosowaniach większe znaczenie ma energia wewnętrzna właściwa, której definicją jest

$$u = \frac{U}{m} \quad (14)$$

gdzie masa gazu jest równa

$$m = m_h \left(N_a + \sum_{z=1}^3 N_{iz} \right) \quad (15)$$

Ponieważ $N_s = n_s V$, to ostateczną postacią równania, z której oblicza się energię wewnętrzną właściwą jest

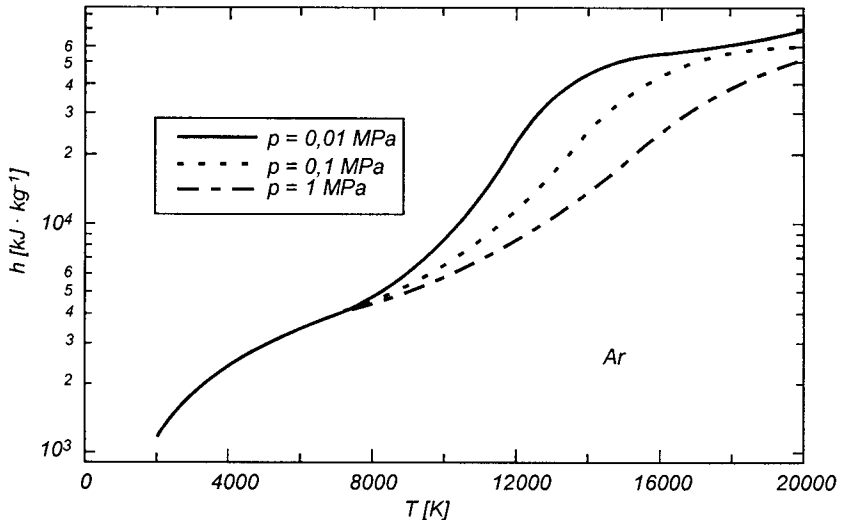
$$u = \left[\frac{3}{2} kT \left(n_e + n_a + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} \right) + n_a \frac{\sum_j g_j^a \varepsilon_j^a \exp \left[-\frac{\varepsilon_j^a}{kT} \right]}{q_a^{el}} + \right. \\ \left. + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} \frac{\sum_j g_j^{iZ} \varepsilon_j^{iZ} \exp \left[-\frac{\varepsilon_j^{iZ}}{kT} \right]}{q_{iZ}^{el}} + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} \varepsilon_{a-iZ} \right] : \left[m_h \left(n_a + \sum_{Z=1}^3 n_{iZ} \right) \right] \quad (16)$$

Z praktycznego punktu widzenia, bardziej przydatną funkcją niż energia właściwa jest entalpia właściwa

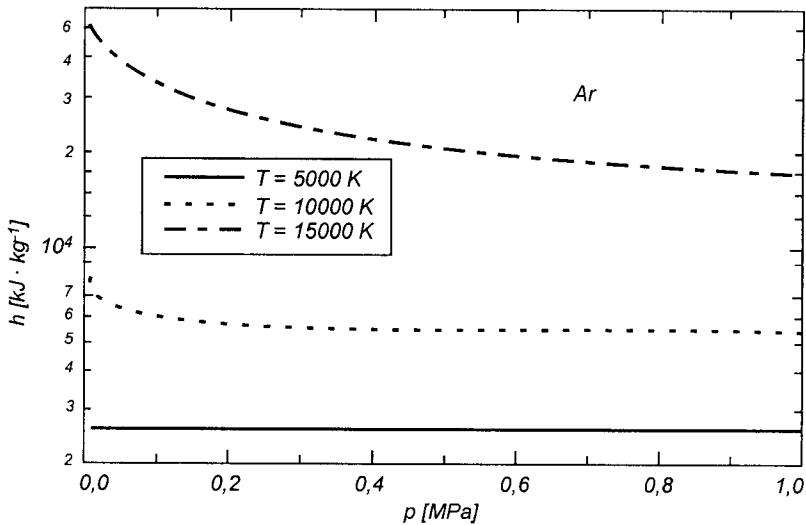
$$h = u + pv \quad (17)$$

Do jej obliczenia wykorzystuje się równania (16) i (4). Zmianę entalpii, wywołaną zmianami temperatury i ciśnienia pokazano na rys. 11 i 12. Po przekroczeniu pewnej temperatury (około 8000 K) widać, że entalpia plazmy jest funkcją nie tylko temperatury ale i ciśnienia.

Zależność entalpii od ciśnienia dobrze ilustruje rys. 12.



Rys. 11. Entalpia jako funkcja temperatury



Rys. 12. Entalpia jako funkcja ciśnienia

Po podstawieniu obsadzeń boltzmannowskich (11) do równania (7a), otrzymuje się zależność do obliczenia entropii plazmy

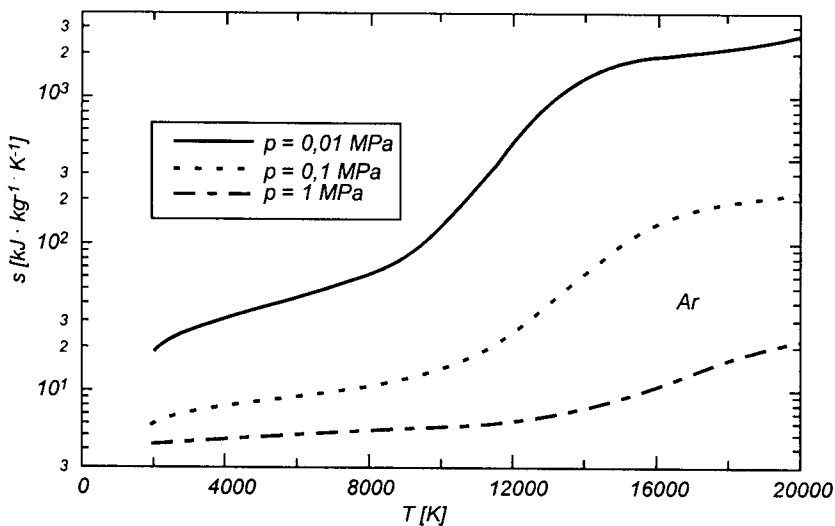
$$\begin{aligned}
 S = k \left\{ N_e \left(\ln \frac{q_e}{V n_e} + 1 \right) + N_a \left(\ln \frac{q_a}{V n_a} + 1 \right) + \sum_{Z=1}^3 N_{iZe} \left(\ln \frac{q_{iZ}}{V n_{iZ}} + 1 \right) + \right. \\
 \left. + \frac{1}{k T} \left(U - \sum_{Z=1}^3 N_{iZ} \varepsilon_{a-iZ} \right) \right\} \quad (18)
 \end{aligned}$$

Entropię właściwą definiuje wzór

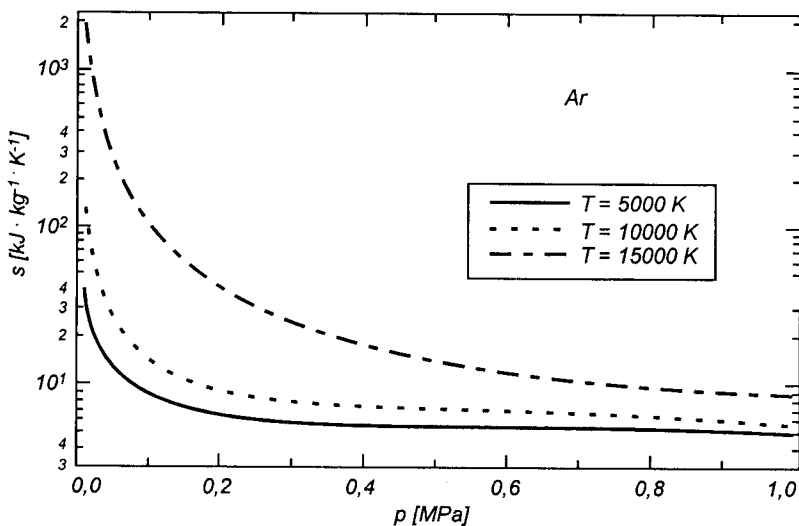
$$s = \frac{S}{m} \quad (18a)$$

w którym wykorzystuje się zależność (16).

Należy podkreślić, że obliczona wartość entropii uwzględnia termodynamiczną nieodwracalność, spowodowaną reakcją jonizacji. Reakcja jonizacji jest odwracalna tylko w sensie chemicznym. Zmianę entropii pokazano na rys. 13 i 14. Zmiana entropii gazu doskonałego, pokazana w półlogarytmicznym układzie współrzędnych jest funkcją liniową; rosnącą ze wzrostem temperatury i malejącą ze wzrostem ciśnienia. Zmiany entropii plazmy są bardziej złożone.



Rys. 13. Entropia jako funkcja temperatury



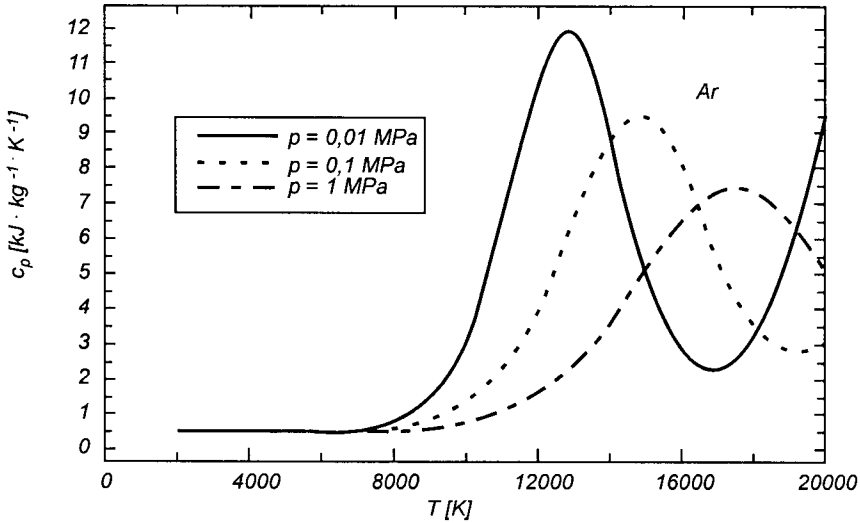
Rys. 14. Entropia jako funkcja ciśnienia

3. ZŁOŻONE FUNKCJE TERMODYNAMICZNE

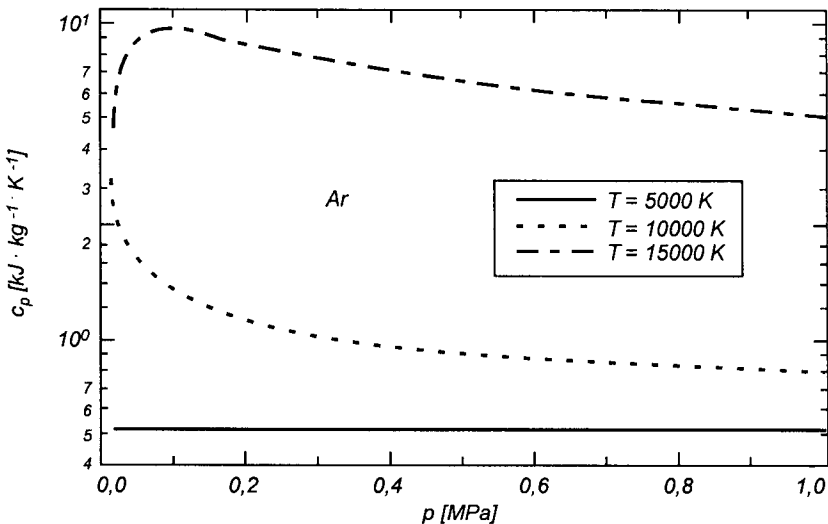
Gdy znana jest zależność funkcyjna dla entalpii, wtedy ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu oblicza się numerycznie wprost z definicji

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (19)$$

Na rysunkach 15 i 16 pokazano przykładowe wyniki obliczeń ciepła właściwego. Kolejne ekstremalne wartości ciepła właściwego są charakterystyczne dla kolejnych Z-krotnych jonizacji.



Rys. 15. Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu w funkcji temperatury



Rys. 16. Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu w funkcji ciśnienia

W celu obliczenia ciepła właściwego przy stałej objętości wykorzystano tożsamość termodynamiczną

$$c_p - c_v = -T \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T} \quad (20)$$

W dynamice gazów ważną rolę odgrywa wykładnik izentropy

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (21)$$

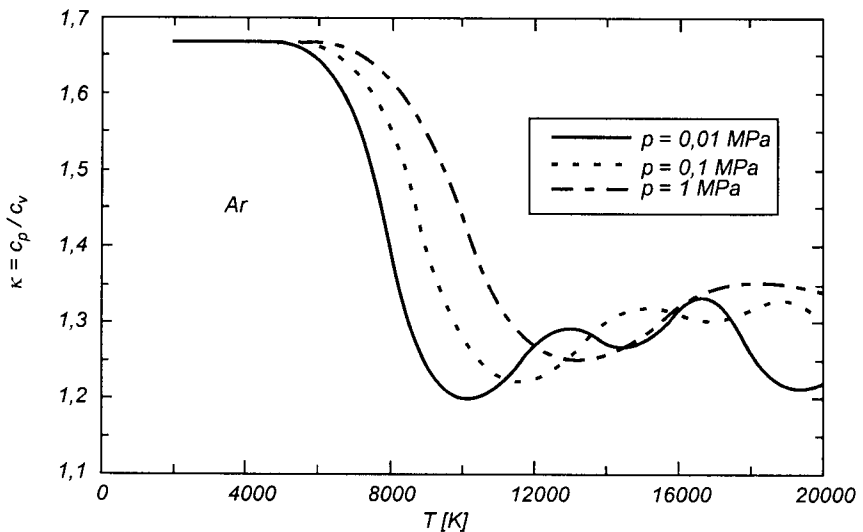
Jego zmianę, w funkcji zmian temperatury i ciśnienia pokazano na rys. 17 i 18. Definicja lokalnej prędkości dźwięku jest następująca

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \quad (22)$$

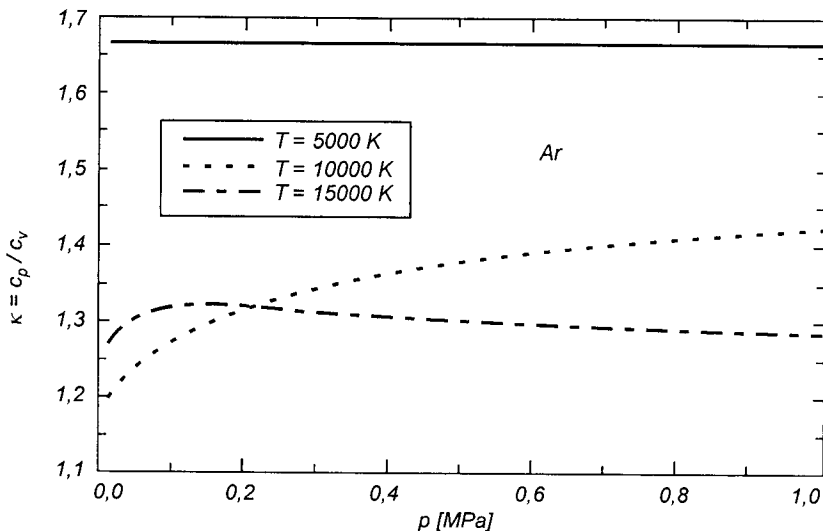
Po przekształceniach, przedstawionych np. w Sado [11], otrzymuje się zależność wygodną do obliczeń numerycznych

$$a = \sqrt{-v^2 \kappa \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T} \quad (23)$$

Wyniki obliczeń prędkości dźwięku pokazano na rys. 19 i 20.

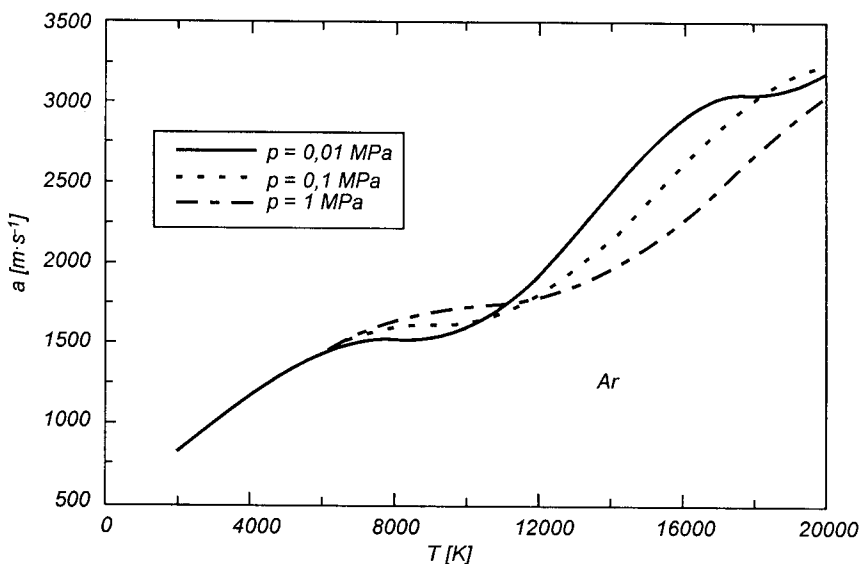


Rys. 17. Wykładnik izentropy w funkcji temperatury

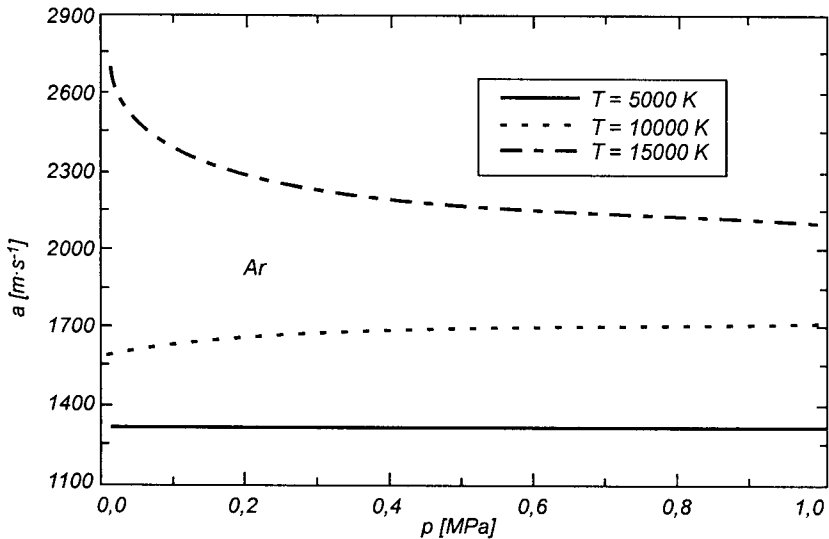


Rys. 18. Wykładnik izentropy w funkcji ciśnienia

Charakterystycznym elementem występującym na rys. 15, 17 i 19 jest istnienie lokalnych ekstremów związanych ze znacznymi zmianami entalpii właściwej plazmy. Wzrost temperatury prowadzi do wzrostu jednokrotnych jonów, co prowadzi do znaczniejszego wzrostu entalpii właściwej. Dalszy wzrost temperatury prowadzi do zmniejszenia liczby jonów jednokrotnych (zmniejsza się wzrost entalpii) i wzrostu liczby jonów wielokrotnych, co w konsekwencji doprowadzi do znaczniejszego wzrostu entalpii itd.



Rys. 19. Lokalna prędkość dźwięku w funkcji temperatury



Rys. 20. Lokalna prędkość dźwięku w funkcji ciśnienia

4. CZĘSTOŚCI ZDERZEŃ TRANSPORTOWYCH ELEKTRONÓW

Obliczenia makroskopowych własności plazmy, w których wykorzystuje się metody teorii kinetycznej, upraszczają się znacznie, jeżeli można zastosować proste modele plazmowe. W rozważanym zakresie ciśnień i temperatur są to modele słabo lub częściowo zjonizowanej plazmy. Szczegółowy opis warunków, które muszą być spełnione, żeby można było zastosować wyżej wymienione modele podano w Mitchner i Kruger [2]. Istotnym kryterium stosowania modeli jest porównanie średnich częstości zderzeń ze zmianą pędów (zderzeń transportowych) między elektronami i elektronów z cząsteczkami ciężkimi. Średnią oblicza się z wagą energetyczną, co pokazuje zależność

$$\langle v_{es} \rangle = \int_0^{\infty} \frac{m_R C^2}{\frac{3}{2} k T} v_{es}(C) f_M(C) 4\pi C^2 dC \quad (24)$$

gdzie

masa zredukowana

$$m_R = \frac{m_e m_s}{m_e + m_s} \quad \text{dla } s = e, h \quad (25)$$

funkcja rozkładu Maxwella

$$f_M(C) = \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m_e C^2}{2kT} \right] \quad (26)$$

częstość zderzeń

$$v_{es}(C) = n_s C Q_{es}(C) \quad (27)$$

Wartości transportowych przekrojów czynnych są równe

$$Q_{ee} = 4 \left[4\pi \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 m_e C^2} \right)^2 \ln \Lambda \right] \quad (28)$$

$$Q_{eiZ} = Z^2 \left[4\pi \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 m_e C^2} \right)^2 \ln \Lambda \right] \quad (29)$$

Parametr plazmowy dla $s = e, iZ$

$$\Lambda = 12\pi n_e \lambda_D^3 \left| \frac{e}{e_s} \right| \quad (30)$$

Promień ekranowania Debye

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 n_e}} \quad (31)$$

Transportowy przekrój czynny na zderzenia elektron-atom argonu znaleziono w Suzuki i inni [12].

Ostatecznie po częściowym całkowaniu, otrzymuje się zależności na średnie częstości zderzeń

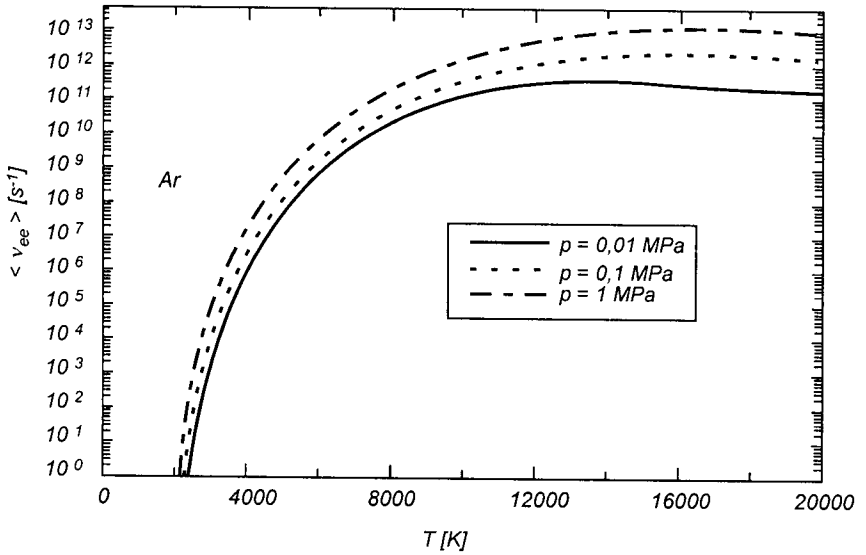
$$\langle v_{ee} \rangle = n_e \frac{8\sqrt{\pi}}{3} \left(\frac{m_e}{kT} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 m_e} \right)^2 \ln \Lambda \quad (32)$$

$$\langle v_{eh} \rangle = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty v_{eh} \left(\sqrt{\frac{2kT}{m_e x}} \right) x^{3/2} e^{-x} dx \quad (33)$$

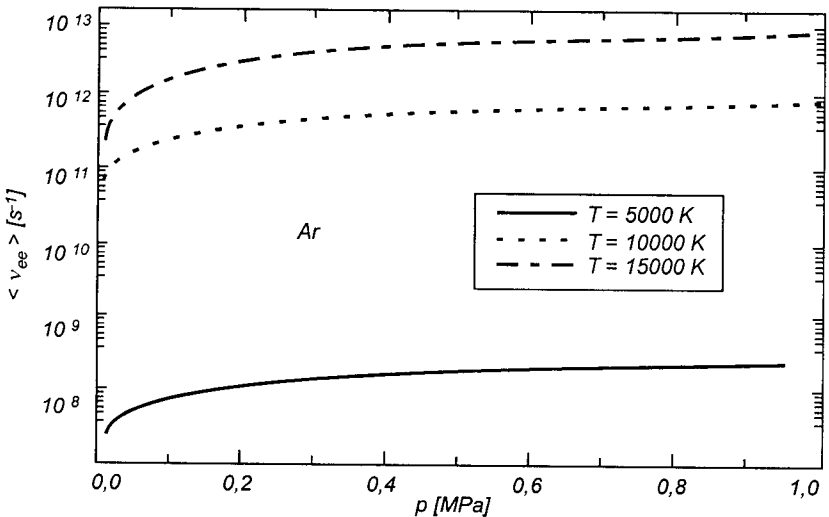
Wyniki obliczeń zestawiono na rys. 21–24.

Jak widać, przy umiarkowanych i niskich ciśnieniach, przy temperaturze niższej od 6000 K, średnie częstości zderzeń międzyelektronowych są znacznie rzadsze od średnich częstości zderzeń elektronów z cząsteczkami ciężkimi.

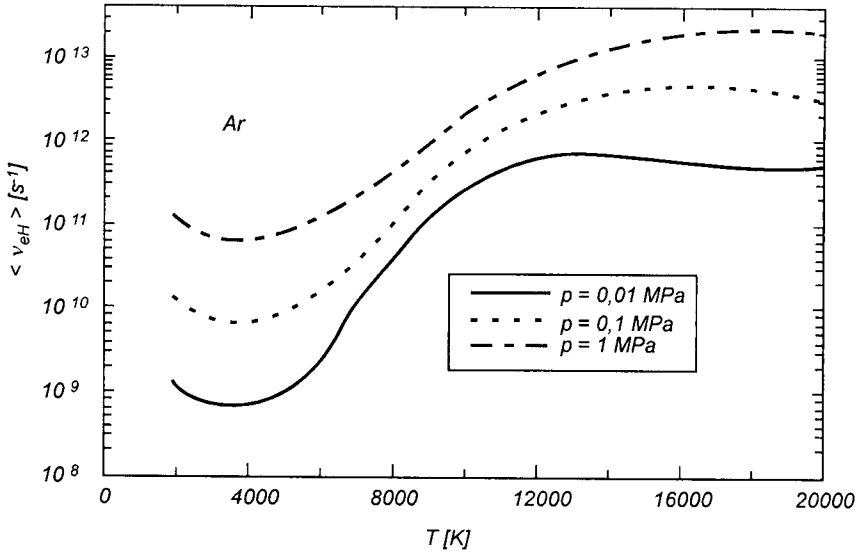
Jest to warunek konieczny, który pozwala wykorzystać model słabo zjonizowanej plazmy. Do opisu plazmy o ciśnieniu i temperaturze wziętych z pozostałego obszaru warunków plazmowych, tj. $T \in \langle 2000 \text{ K}, 20000 \text{ K} \rangle$ oraz $p \in \langle 0,01 \text{ MPa}, 1 \text{ MPa} \rangle$ wykorzystuje się model plazmy częściowo zjonizowanej.



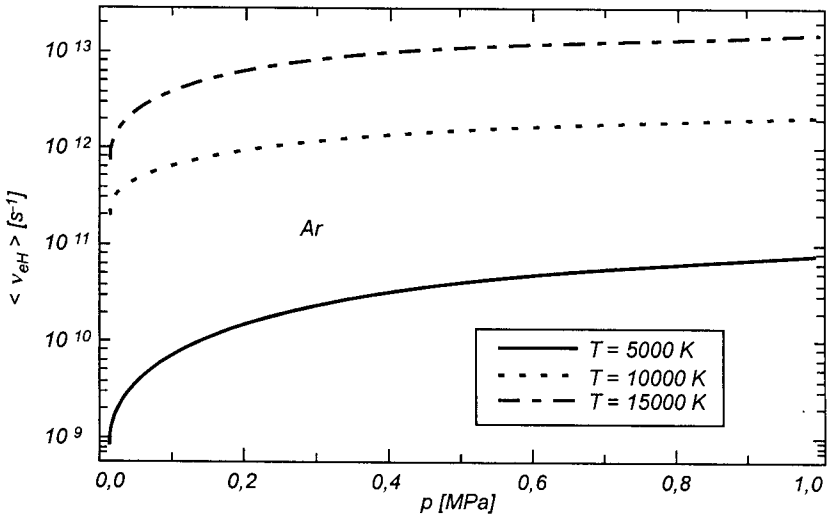
Rys. 21. Średnia częstość międzyelektronowych zderzeń transportowych



Rys. 22. Średnia częstość międzyelektronowych zderzeń transportowych



Rys. 23. Średnia częstość zderzeń transportowych elektronów z cząsteczkami ciężkimi



Rys. 24. Średnia częstość zderzeń transportowych elektronów z cząsteczkami ciężkimi

5. PODSUMOWANIE

Pojawienie się nierównowagi termodynamicznej, wywołanej jonizacją, znacznie komplikuje obliczenie własności i funkcji termodynamicznych plazmy nawet wtedy, gdy jest ona w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej. Przedstawiona metoda obliczeń funkcji termodynamicznych pozwala na przeprowadzenie wstępnej symulacji wielu procesów plazmowych, wymienionych we wstępie.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Hirschfelder J.O., Curtiss Ch.F., Bird R.B.: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. University of Wisconsin, 1954.
- [2] Mitchner M., Kruger Ch.H. Jr.: *Partially ionized gases*. Wiley. New York 1973.
- [3] Moore Ch.E.: Atomic energy levels, *Natl. Bur. Standards Circ.*, 467, 1949, vol. I.
- [4] Sado J.: Wysociśnieniowa plazma termiczna. *Biuletyn Informacyjny ITC Politechniki Warszawskiej*, 1987, nr 71, s. 3–25.
- [5] Sado J.: Elektronowe współczynniki transportowe niskotemperaturowej plazmy wysokiego ciśnienia. *Prace Naukowe – Mechanika z. 145, WPW, Warszawa 1990*.
- [6] Sado J.: Transport coefficients for nonequilibrium plasma, *Proceedings of Intern. Confer. „Information & Systems Methods for Engineering Problems”*, Malta, Dec. 28–30 1993, vol. 2, pp. 73–84.
- [7] Sado J.: Transport cząsteczkowy w nierównowagowej, niskotemperaturowej plazmie, *Raport końcowy Grantu KBN nr PB 1168/P4/92/03, Politechnika Warszawska ITC 1995*.
- [8] Sado J.: Electron Transport coefficients of nonequilibrium argon plasma. *Proceedings of the 1996 Engineering Systems Design and Analysis Conference (ASME)*, Montpellier, July 1996, vol. 6, pp. 179–189.
- [9] Sado J.: *Wybrane zagadnienia termodynamiki*. OWPW, Warszawa 1997.
- [10] Sado J.: *Swoistwa plazmy ispolzowannoj w plazmennyh dwigatielach. Sowriemiennyje nauczno-tiechniczeskije problemy graždanskoj awiacyi. Mieżdunarodnaja Nauczno-tiechniczeskaja Konferencja 20–21 IV 1999a, tezyzy dokładow s. 103*.
- [11] Sado J.: *Jednowymiarowy przepływ gazu rzeczywistego*, *Biuletyn Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Warszawskiej*, 1999b, nr 86, s. 3–37.
- [12] Suzuki M., Taniguchi T., Tagashira H.: Momentum Transfer Cross Section of Argon Deduced from Electron Drift Velocity Data, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23 (1990), pp. 842–850.
- [13] Vincenti W.G., Kruger Ch.H. Jr.: *Introduction to Physical Gas Dynamics*, Wiley, New York 1965.

THERMODYNAMIC FUNCTIONS OF PERFECT PLASMA IN LTE STATE – AN EXAMPLE OF ARGON

Summary

This paper presents a calculation method for the thermodynamic functions of plasma. For perfect plasma in which LTE conditions exist, the various methods of calculation: composition, density, molecular weight, enthalpy, entropy, specific heat and sound velocity are presented. Some details of plasma model analysis are also presented. Examples of the calculations for argon plasma are demonstrated.