

Jerzy Sado

Instytut Techniki Ciepłej
Politechniki Warszawskiej

WPLYW NIERÓWNOWAGI JONIZACYJNEJ NA WSPÓLCZYNNIKI TRANSPORTU ELEKTRONÓW PLAZMY ARGONOWEJ

Przedmiotem analizy jest częściowo zjonizowana, jednotemperaturowa plazma argonowa. Badano własności plazmy o temperaturze $10^4\text{K} \leq T \leq 2 \cdot 10^4\text{K}$ i ciśnieniu $10^4\text{ Pa} \leq p \leq 10^5\text{ Pa}$. W tych warunkach funkcja rozkładu dla elektronów jest funkcją Maxwella. Analizowano wpływ zderzeń niesprężystych elektronów z atomami i równoczesnej ucieczki promieniowania (jonizacyjnej nierównowagi) na parametry plazmowe, tj. skład i częstości zderzeń elektronów ze wszystkimi składnikami plazmy. Znalaziono odchylenia od obsadzeń boltzmannowskich i równania Sahy. Zbadano, jak nierównowaga jonizacyjna wpływa na współczynniki transportowe dla elektronów. Wskazano dalsze kierunki badań.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEN

- A - całka prędkości procesu radiacyjnego
- E - natężenie pola elektrycznego
- \bar{J} - gęstość prądu
- Q - zderzeniowy przekrój czynny
- S - całka prędkości procesu zderzeniowego
- T - temperatura
- c - prędkość światła
- e - ładunek elementarny elektronu
- f - funkcja rozkładu
- g - waga statystyczna
- h - stała Plancka
- k - stała Boltzmanna
- m - masa
- n - gęstość liczbowa
- p - ciśnienie
- q - strumień przewodzonego ciepła

- q - radiacyjny przekrój czynny
 v - prędkość
 Φ - całka błędów Gaussa
 ε - energia
 φ - współczynnik termodyfuzji
 ψ - współczynnik termodyfuzji
 λ - współczynnik przewodzenia ciepła
 ν - częstość
 δ - współczynnik przewodności elektrycznej

WSTĘP

Zjawiska transportowe elektronów plazmy częściowo zjonizowanej, która znajduje się w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTR), wywołane są nierównowagą translacyjną. Natomiast w przypadku kiedy należy uwzględnić zderzenia niesprężyste elektronów z cząsteczkami ciężkimi jak również procesy radiacyjne, czyli gdy dodatkowo pojawia się jonizacyjna nierównowaga, to w plazmie nie obowiązują prawa równowagowe, zmieniają się w porównaniu z LTR skład plazmy i częstości zderzeń, co musi prowadzić do zmiany współczynników transportowych.

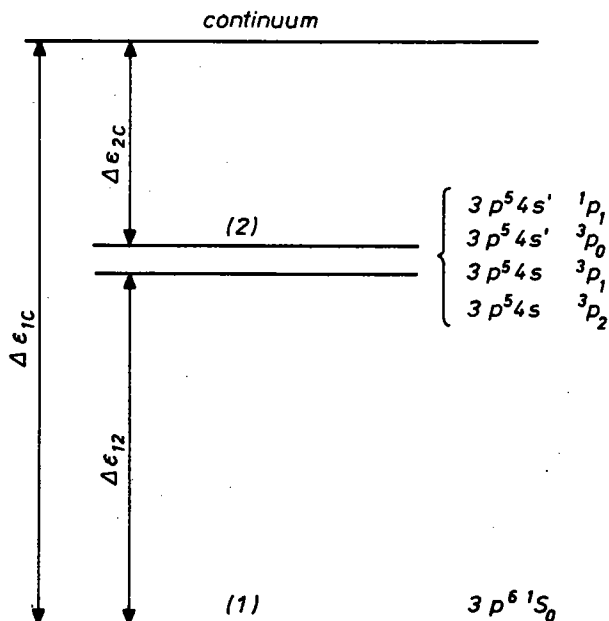
Do opisu jonizacyjnej nierównowagi konieczna jest znajomość przekrojów czynnych wszystkich procesów niesprężystych i radiacyjnych każdego ciężkiego składnika plazmy. W pracy ograniczono się tylko do badań plazmy wytworzonej z gazu jednoatomowego. Rozważanym gazem plazmogennym jest argon, z którego wytworzono częściowo zjonizowaną jednotemperaturową plazmę. Zakres zmian parametrów, przy których plazma argonowa spełnia podane warunki, podano w [1].

1. WARUNKI PLAZMOWE

W rozważanym modelu fizycznym zderzenia międzyelektronowe są na tyle częste, że funkcja rozkładu dla elektronów f_e jest funkcją prawie maxwellowską f_M . W przypadku plazmy niskiego ciśnienia zderzenia te są tak rzadkie, że f_e jest nieznaną funkcją, którą znajduje się w wyniku rozwiązania numerycznego równania kinetycznego dla konkretnego modelu fizycznego. Zadanie to jest bardzo złożone i nie było brane pod uwagę w przedstawianej pracy. Biorąc pod uwagę powyższe uwagi jak i wyniki pracy [1], ograniczono ciśnienia do przedziału $0,01 \text{ MPa} \leq p \leq 0,1 \text{ MPa}$. Górne ograniczenie wynika z pominięcia efektów nieidealności, co zostało szczegółowo przedyskutowane w [2]. Ze względu na małe znaczenie zderzeń niesprężystych składni-

ków ciężkich plazmy (w podanym zakresie ciśnień) uwzględnia się, oprócz absorpcji i emisji promieniowania, tylko zderzenia niesprężyste elektronów z atomami. Zderzenia niesprężyste elektronów z jonami wymagają znacznej energii ruchu chaotycznego elektronu. Założenie powyższe jest powodem ograniczenia temperatury do $T \leq 20000$ K.

Porównanie energii poziomów wzbudzonych atomu argonu [3] prowadzi do wniosku, że przy tych temperaturach istotne są tylko pierwsze cztery poziomy, które pokazano na rys.1. Mała różnica energii pomię-



Rys. 1

dzy skrajnymi poziomami $3P_2$ a $1P_1$ (około 2256 cm^{-1} przy energii jonizacji $\Delta \epsilon_{1C} = 127 110 \text{ cm}^{-1}$) sugeruje, żeby do celów obliczeniowych wprowadzić model atomu o trzech poziomach: podstawowy (1), wzbudzony (2) o własnościach średnich z rzeczywistych czterech poziomów i continuum (C), co również zostało pokazane na rys.1.

Przekroje czynne dla zderzeń niesprężystych rozważanego modelu zostały wzięte z [4]. Dla potrzeb numerycznych zostało wykorzystane przybliżenie podane w [5] o postaci:

- Wzbudzenie

$$Q_{12} = \begin{cases} 0 & \text{dla } \epsilon \leq \Delta \epsilon_{12} \\ b_{12} \left(1 - \frac{\Delta \epsilon_{12}}{\epsilon} \right) & \text{dla } \Delta \epsilon_{12} < \epsilon \leq \Delta \epsilon'_{12} \\ \frac{B_{12}}{\epsilon} & \text{dla } \epsilon > \Delta \epsilon'_{12} \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{gdzie: } b_{12} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2, \quad B_{12} = 9,98 \cdot 10^{-39} \text{ J} \cdot \text{m}^2, \\ \Delta \varepsilon'_{12} = 1,86 \cdot 10^{-18} \text{ J}, \quad \Delta \varepsilon_{12} = 3,52 \cdot 10^{-18} \text{ J}.$$

- Jonizacja poziomu podstawowego

Zastosowano zależność (1), w której zastąpiono indeks 12 przez 1C. Wartości stałych wynoszą:

$$b_{1C} = 3,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2, \quad B_{1C} = 4,71 \cdot 10^{-37} \text{ J} \cdot \text{m}^2, \\ \Delta \varepsilon'_{1C} = 2,52 \cdot 10^{-18} \text{ J}, \quad \Delta \varepsilon_{1C} = 1,49 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

- Jonizacja poziomu wzbudzonego

$$Q_{2C} = \begin{cases} 0 & \text{dla } \varepsilon \leq \Delta \varepsilon_{2C} \\ b_{2C} \left(\frac{1 - \Delta \varepsilon_{2C}}{\varepsilon} \right) & \text{dla } \Delta \varepsilon_{2C} < \varepsilon \leq \Delta \varepsilon'_{2C} \\ \frac{B_{2C}}{\sqrt{\varepsilon}} & \text{dla } \varepsilon > \Delta \varepsilon'_{2C} \end{cases} \quad (2)$$

$$\text{gdzie: } b_{2C} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2, \quad B_{2C} = 1,43 \cdot 10^{-28} \text{ J}^{0,5} \cdot \text{m}^2, \\ \Delta \varepsilon'_{2C} = 1,55 \cdot 10^{-18} \text{ J}, \quad \Delta \varepsilon_{2C} = 6,66 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

Zależności przybliżone opisujące radiacyjne przekroje czynne dla przejść rekombinacyjnych wzięto z [5].

- Rekombinacja na poziom podstawowy

$$q_{C1} = \frac{g_1}{2 g_j} \left(\frac{\Delta \varepsilon_{1C}}{c} \right)^2 \frac{\delta_0}{m_e \varepsilon} \quad (3)$$

gdzie $\delta_0 = 3,1 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ wzięto z [3].

Przy wyprowadzeniu zależności (3) wykorzystano konsekwencje zasady szczegółowej równowagi

$$q_{C1} = \frac{g_1}{g_j} \left(\frac{h \nu}{m_e \nu c} \right)^2 q_{1C} \quad (4)$$

Rekombinacja na poziom wzbudzony

$$q_{C2} = \frac{g_2}{2 g_j m_e c^2} \frac{(\Delta \varepsilon_{2C} + \varepsilon)^2}{\varepsilon} [A_i (\Delta \varepsilon_{pC} + \varepsilon) + B_i] \quad (5) \\ \text{dla } \varepsilon_i \leq \varepsilon < \varepsilon_{i+1}$$

gdzie

Tabela 1

i	$A_i \text{ [m}^2 \cdot \text{J}^{-1}\text{]}$	$B_i \text{ [m}^2\text{]}$	$\epsilon_i \text{ [J]}$
1	$-3,5 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-23}$	0
2	$1,75 \cdot 10^{-5}$	$-1,3 \cdot 10^{-23}$	$6,4 \cdot 10^{-20}$
3	$-1,65 \cdot 10^{-6}$	$1,23 \cdot 10^{-23}$	$6,46 \cdot 10^{-19}$

Dyskusję zgodności przybliżonych relacji z wynikami pomiarów można znaleźć w [5]. Wyniki obliczeń całek prędkościowych dla procesów zderzeniowych są zgodne z wynikami [6].

Skład równowagowy (LTR) mieszaniny plazmowej obliczono metodą powszechnie stosowaną, wykorzystując równanie stanu, równanie quasi-neutralności plazmy i dwa równania Sahy dla jonizacji jedno- i dwukrotnej.

2. KINETYKA PROCESU JONIZACJI

Równanie ciągłości dla gęstości liczbowej atomów wzbudzonych na k-ty poziom ma postać

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot [n_k (\underline{u} + \underline{U}_k)] = \dot{n}_k \quad (6)$$

gdzie \dot{n}_k jest szybkością, z jaką tworzą się takie atomy w wyniku zderzeń niesprężystych i procesów radiacyjnych.

Gdy w plazmie nie są zbilansowane wydajności procesów radiacyjnych (procesy wprost i odwrotne), wtedy pojawia się nierównowaga jonizacyjna, ponieważ zmieniają się obsadzenia poziomów wzbudzonych i zmienia się liczba elektronów swobodnych, w stosunku do ich wartości ze stanu LTR.

Rozważana plazma jest jednorodna i stacjonarna, a atom argonu ma tylko dwa poziomy, co prowadzi do rozwiązania układu dwóch uproszczonych równań (6), o postaci $\dot{n}_k = 0$. Wprowadzając omówione uprzednio procesy do standardowych równań kinetyki chemicznej, otrzymuje się następujące równania kinetyki atomów o energiach ϵ_1 i ϵ_2 :

$$\overbrace{\dot{n}_1 = 0 = -n_1 n_e S_{12} + n_2 n_e S_{21} - n_1 n_e S_{1C} + n_e^3 S_{C1}}^{\text{procesy zderzeniowe}} + \underbrace{n_e A_{21} \beta_{21} + n_e^2 A_{C1} \beta_{C1}}_{\text{procesy radiacyjne}} \quad (7)$$

przejścia
przejścia
związano-związane
związano-swobodne

$$\dot{n}_2 = 0 = -n_2 n_e S_{21} + n_1 n_e S_{12} - n_2 n_e S_{2C} + n_e^3 S_{C2} - n_e A_{21} \beta_{21} + n_e^2 A_{C2} \beta_{C2} \quad (8)$$

gdzie np. $n_e A_{21} \beta_{21}$ jest szybkością zmian wywołaną łącznie przez spontaniczną i indukowaną emisję oraz absorpcję promieniowania. Gdy plazma jest optycznie gruba, wtedy współczynnik $\beta = 0$, a gdy jest optycznie cienka, wtedy $\beta = 1$. W rzeczywistych urządzeniach plazmowych jego wartość zależy od lokalnej wartości intensywności promieniowania, która jest funkcją konfiguracji układu i jego warunków brzegowych. Z przeprowadzonej analizy wynika, że przy tym zakresie temperatury i ciśnienia plazma jest optycznie gruba dla promieniowania rezonansowego, czyli $\beta_{21} = 0$, i jest przezroczysta dla promieniowania związane-swobodnego, czyli $\beta_{C1} = \beta_{C2} = 1$. Dodatkowo w obliczeniach wykorzystano częściową przezroczystość plazmy dla przejścia związane-związanego, przyjmując $\beta_{21} = 10^{-3}$. Wartość ta wyniknęła z porównania wydajności procesu spontanicznej emisji z wydajnością najszybszego procesu zderzeniowego. Dla większych wartości β_{21} wydajności te są porównywalne, a przedstawiona teoria opisuje poprawnie układy, w których procesy radiacyjne mają mniejszą wydajność od procesów zderzeniowych.

Występujące w równaniach (7, 8) wielkości, to: A_{21} - współczynnik Einsteina dla spontanicznej emisji = $3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, S , A - całki prędkości dla odpowiednich procesów. Sposób obliczania tych całek ilustruje całka S_{21} dla wzbudzenia zderzeniowego. Ponieważ funkcja rozkładu prędkości dla elektronów jest funkcją Maxwella, to odpowiednia całka jest równa

$$S_{12} = \frac{8\pi}{m_e} \left(\frac{m_e}{2\pi k T} \right)^{1,5} \int_{\Delta\epsilon_{12}}^{\infty} \epsilon e^{-\frac{\epsilon}{kT}} Q_{12}(\epsilon) d\epsilon \quad (9)$$

Stosując definicję (9) do innego procesu, należy wstawić właściwy przekrój czynny i odpowiednią energię progową $\Delta\varepsilon$.

Po podstawieniu przekroju czynnego (1) do definicji (9), otrzymuje się dla przejść związanych z poziomem podstawowym

$$S_{12} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \left\{ b_{12} \left[e^{-\frac{\Delta\varepsilon'_{12}}{kT}} \left(\frac{\Delta\varepsilon_{12} - \Delta\varepsilon'_{12}}{kT} - 1 \right) + e^{-\frac{\Delta\varepsilon_{12}}{kT}} \right] + \frac{B_{12}}{kT} e^{-\frac{\Delta\varepsilon'_{12}}{kT}} \right\} \quad (10)$$

Dla przejścia 2C, po podstawieniu przekroju czynnego (2), odpowiednia całka jest równa

$$S_{2C} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \left\{ b_{2C} \left[e^{-\frac{\Delta\varepsilon'_{2C}}{kT}} \left(\frac{\Delta\varepsilon_{2C} - \Delta\varepsilon'_{2C}}{kT} - 1 \right) + e^{-\frac{\Delta\varepsilon_{2C}}{kT}} \right] + \frac{B_{2C}}{\sqrt{kT}} \left[\sqrt{\frac{\Delta\varepsilon'_{2C}}{kT}} e^{-\frac{\Delta\varepsilon'_{2C}}{kT}} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{\Delta\varepsilon'_{2C}}{kT}} \right) \right] \right] \right\} \quad (11)$$

Dla przejścia radiacyjnego C2 otrzymano zależność

$$A_{C2} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \frac{g_2 (kT)^2}{2 g_{j,m_e} c^2} \sum_{i=1}^3 \left\{ A_i [F_1(Z_i) - F_1(Z_{i+1})] + \frac{B_i}{kT} [F_2(Z_i) - F_2(Z_{i+1})] \right\} \quad (12)$$

gdzie wprowadzono oznaczenia:

$$Z_i = \frac{\varepsilon_i}{kT} \quad (13)$$

$$F_1(Z) = (Z^3 + 3Z^2 + 6Z + 6) e^{-Z} \quad (14)$$

$$F_2(Z) = (z^2 + 2Z + 2) e^{-Z} \quad (15)$$

Nie ma potrzeby bezpośredniego obliczania wszystkich całek. Ponieważ $f_e = f_M$, to całki procesu wprost i procesu odwrotnego związa-

ne są ze sobą przez zasadę szczegółowej równowagi. Prowadzi to do następujących związków:

$$\frac{S_{12}}{S_{21}} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^* \quad (16)$$

gdzie * oznacza równowagową wartość obliczoną na podstawie prawa Boltzmana.

Podobnie znajduje się, iż

$$\frac{S_{kC}}{S_{Ck}} = \left(\frac{n_e^2}{n_1} \right)^* \quad (17)$$

gdzie równowagową wartość prawej strony obliczono korzystając z prawa Sahy.

Po wyznaczeniu wszystkich całek prędkościowych występujących w równaniach (7, 8) należy rozwiązać ten układ dla niewiadomych n_1 i n_2 przy n_e , które jest parametrem. Po wykorzystaniu metody Cramera rozwiązanie to można przedstawić w postaci kombinacji wielomianów

$$n_1 = \frac{R_3(n_e)}{Q_1(n_e)}, \quad n_2 = \frac{P_3(n_e)}{Q_1(n_e)} \quad (18)$$

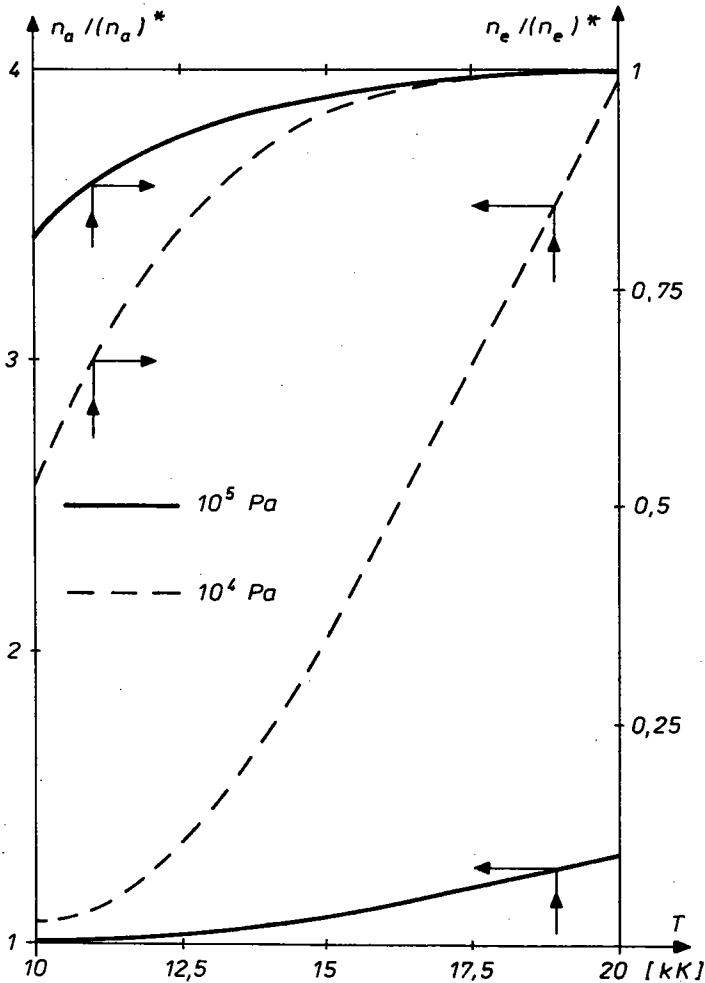
Ponieważ w przyjętym modelu

$$n_a = n_1 + n_2 \quad (19)$$

to po dołączeniu do równania (18) dodatkowo równań stanu, quasi-neutralności i równania Sahy dla jonów dwukrotnych, otrzymuje się wielomian stopnia czwartego, którego pierwiastkiem rzeczywistym i dodatnim jest szukana nierównowagowa gęstość liczbowa elektronów, a pozostałe składniki nierównowagowej plazmy znajduje się na podstawie wyżej podanych równań.

Na rysunku 2 pokazano względną zmianę składu plazmy w odniesieniu do wartości równowagowych. Widać znaczny wzrost gęstości atomów (szczególnie przy niskim ciśnieniu). Odwrotnie zmienia się gęstość elektronów: w plazmie nierównowagowej jest ich mniej niż w plazmie równowagowej. Obliczenie pokazane na rys.2 przeprowadzono dla $\beta_{21} = 0$. Przy $\beta_{21} = 10^{-3}$ różnice na tym wykresie są pomijalnie małe.

Na rysunku 3 pokazano, jak nierównowaga jonizacyjna zmienia obsadzenia poziomów energetycznych atomów, w porównaniu z równowagowym obsadzeniem Boltzmana. Podobnie na rys.4 pokazano odchylenia od równania Sahy dla jednokrotnej jonizacji.

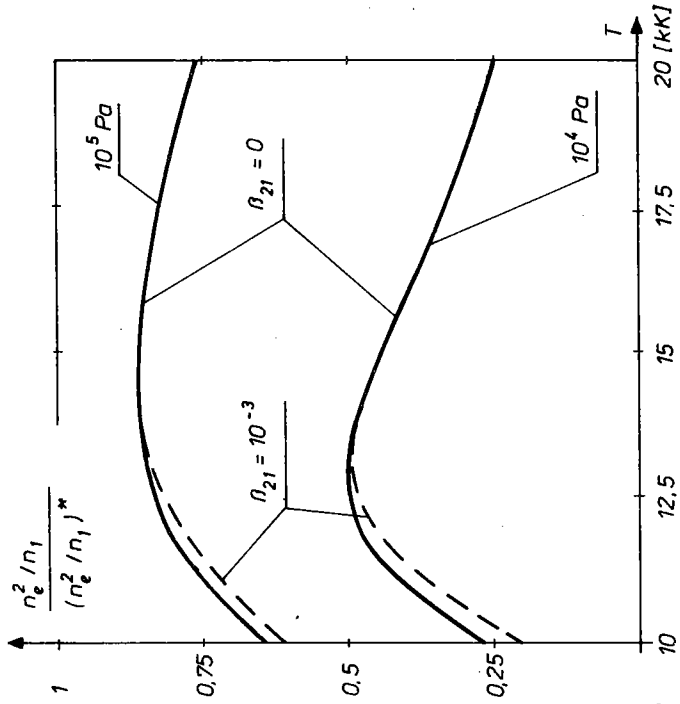


Rys.2

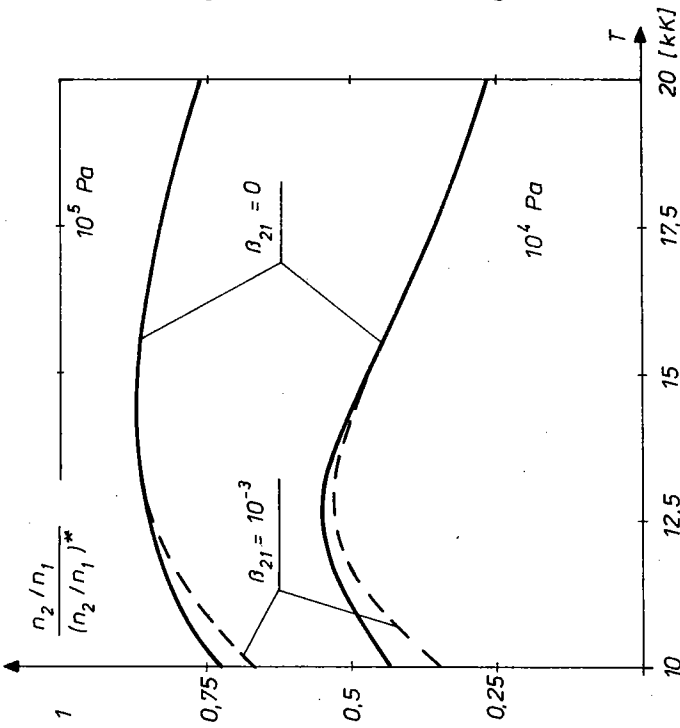
Dla potrzeb późniejszej analizy obliczono, wykorzystując zależności z [1], wszystkie średnie częstości zderzeń ze zmianą pędu, otrzymując \bar{v}_{ee} , \bar{v}_{ei} , \bar{v}_{ei2} , \bar{v}_{ea} . Na rysunku 5 pokazano wpływ, jaki jonizacyjna nierównowaga wywiera na \bar{v}_{eH} , gdzie

$$\bar{v}_{eH} = \bar{v}_{ea} + \bar{v}_{ei} + \bar{v}_{ei2} \quad (20)$$

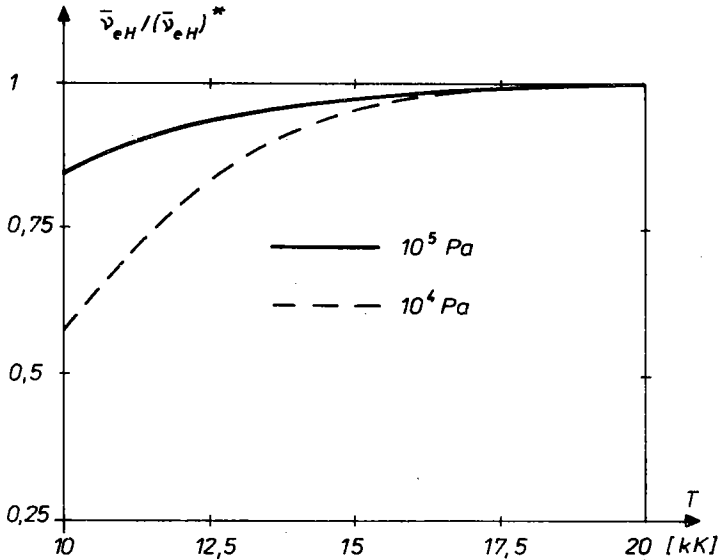
Jak widać, wszędzie tam, gdzie liczba przejść radiacyjnych jest duża, w porównaniu z liczbą przejść niesprężystych maleje średnia liczba



Rys. 4



Rys. 3



Rys.5

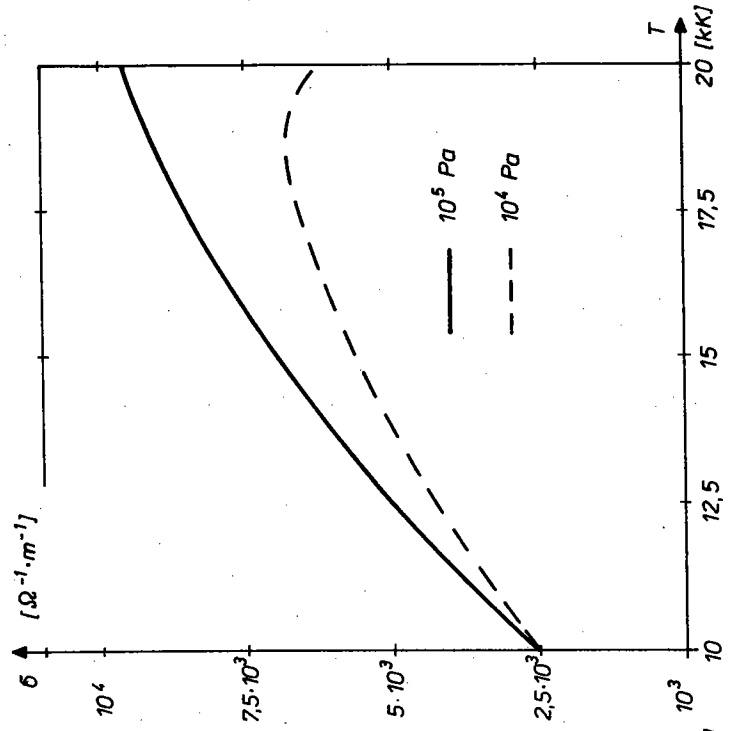
zderzeń transportowych elektronów. Spowodowane jest to zmniejszeniem liczby swobodnych elektronów w plazmie nierównowagowej. Wyniki pokazane na rys.5 otrzymano przy $\beta_{21} = 10^{-3}$. Podstawienie $\beta_{21} = 0$ nieznacznie przesunęła (w górę) krzywą.

3. WSPÓLCZYNNIKI TRANSPORTOWE ELEKTRONÓW

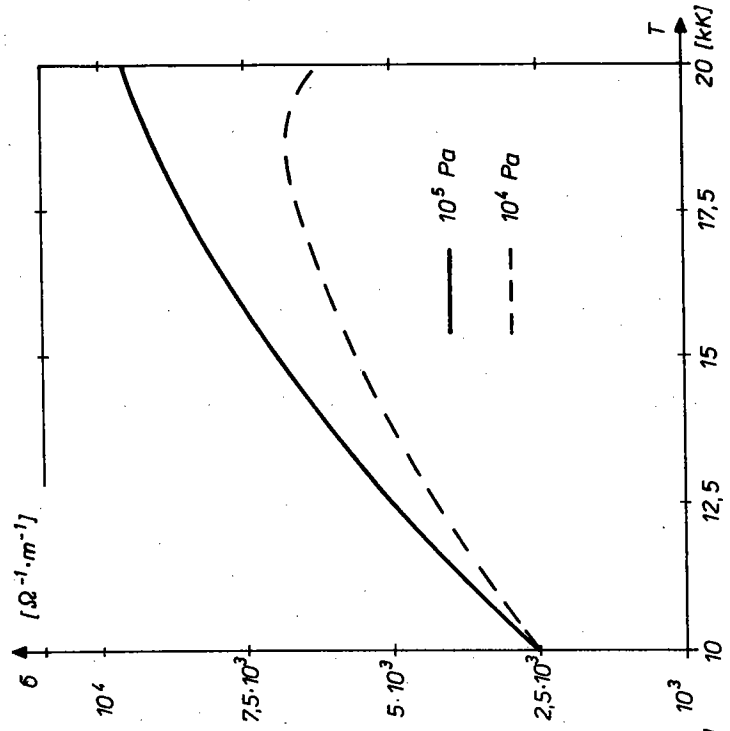
W celu obliczenia współczynników transportowych elektronów omawianej plazmy wykorzystano metodę szczegółowo opracowaną w [7]. W skrócie przedstawia się ona następująco:

a) wykorzystując średnie częstości zderzeń ze zmianą pędu pomiędzy cząsteczkami posiadającymi ładunek elektryczny, oblicza się składową elementów macierzy przekształcenia a_{rs} . Do tego potrzebne są macierze zderzeniowe, których wartości znaleźć można w [8],

b) oblicza się numerycznie pozostałą składową elementów macierzy przekształcenia a_{rs} , związaną ze zderzeniami elektron-atom. Konieczny jest do tego transportowy przekrój czynny (ze zmianą pędu). W niniejszej pracy wykorzystano do tego celu [9]. Obliczenia wymagają dużej staranności, ponieważ przekrój ten ma lokalne minimum (efekt Ramsauera) przy niskich energiach elektronu,



Rys. 6



Rys. 7

c) rozwiązuje się dwa układy równań liniowych o postaci

$$\sum_{r=1}^N \alpha_r a_{rs} = 3,75 \delta_{s2} \quad (21)$$

$$\sum_{r=1}^N \delta_r a_{rs} = 1,5 \delta_{s1} \quad (22)$$

gdzie δ_{s2} i δ_{s1} - delta Kroneckera.

Współczynniki transportowe łączą się ze współrzędnymi wektora rozwiązań przez relacje

$$\delta = \frac{n_e e^2}{m_e} \delta_1 \quad (23)$$

$$\varphi = - \frac{n_e k e}{m_e} \alpha_1 \quad (24)$$

$$\lambda' = \frac{2,5 n_e k^2 T}{m_e} \alpha_2 \quad (25)$$

Współczynniki transportowe φ , δ są elementami równania fenomenologicznego

$$\underline{J} = \delta \underline{E} + \varphi \underline{\nabla} T \quad (26)$$

Potrzebne są dodatkowe współczynniki transportowe dla równania

$$\underline{q} = -\lambda \underline{\nabla} T + \psi \underline{J} \quad (27)$$

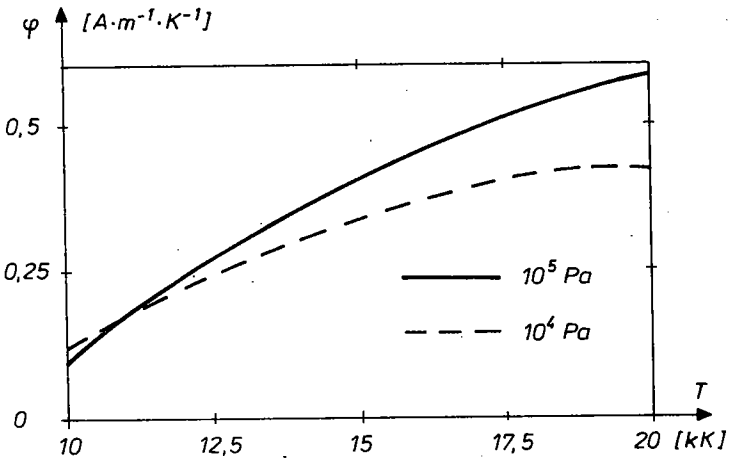
W [10] wyprowadzono relacje pomiędzy tymi współczynnikami, otrzymując

$$\lambda = \lambda' - \frac{T \varphi^2}{\delta} \quad (28)$$

$$\psi = -T \left(\frac{\varphi}{\delta} + \frac{2,5 k}{e} \right) \quad (29)$$

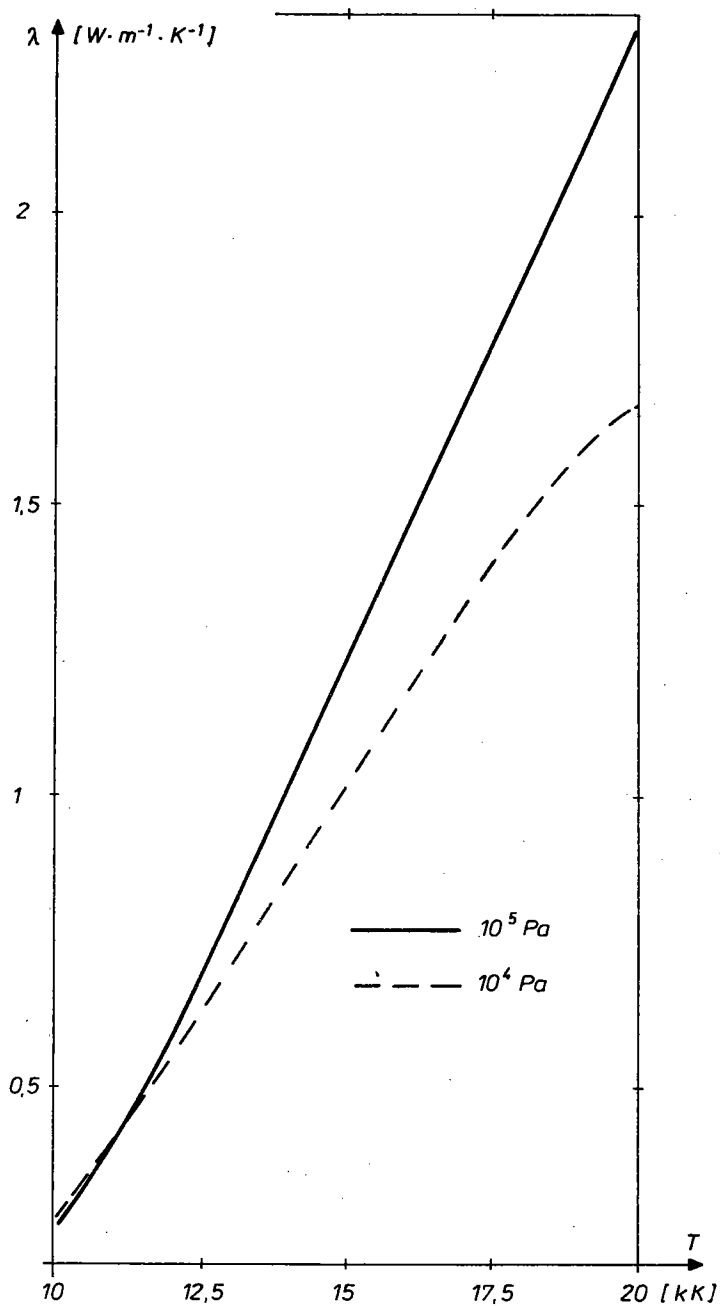
Po podstawieniu danych, które zostały znalezione dla nierównowagowej plazmy, obliczono wszystkie podane wyżej współczynniki transportowe. Dla pokazania wpływu, jaki wywiera jonizacyjna nierównowaga na współczynniki transportowe, na rys.6 pokazano względną (w stosunku do LZT) zmianę współczynnika przewodności elektrycznej δ . Na wykresie tym narysowano krzywe znalezione przy $\beta_{21} = 10^{-3}$. Wartość $\beta_{21} = 0$ bardzo nieznacznie przesunęła te krzywe. Podobny przebieg mają wykresy dla względnej zmiany współczynników φ i λ . Natomiast względna zmiana współczynnika ψ praktycznie nie istnieje. Objaśnić to można, wykorzystując elementarną teorię transportu. Według tej teorii współczynniki transportowe δ , φ , λ' wszystkie są wprost proporcjonalne do n_e i odwrotnie proporcjonalne do \bar{v}_{eH} , stąd jednakowo reagują na jonizacyjną nierównowagę. Natomiast współczynnik transportowy ψ w uproszczonej teorii transportu zależy tylko od temperatury, co tłumaczy bardzo słabą jego zależność od zjawisk kinetycznych.

Na rysunkach 7-10 pokazano obliczone bezwzględne wartości omawianych współczynników transportowych. Na każdym znajduje się wartość dla dwóch różnych ciśnień, obliczona przy współczynniku $\beta_{21} = 10^{-3}$.

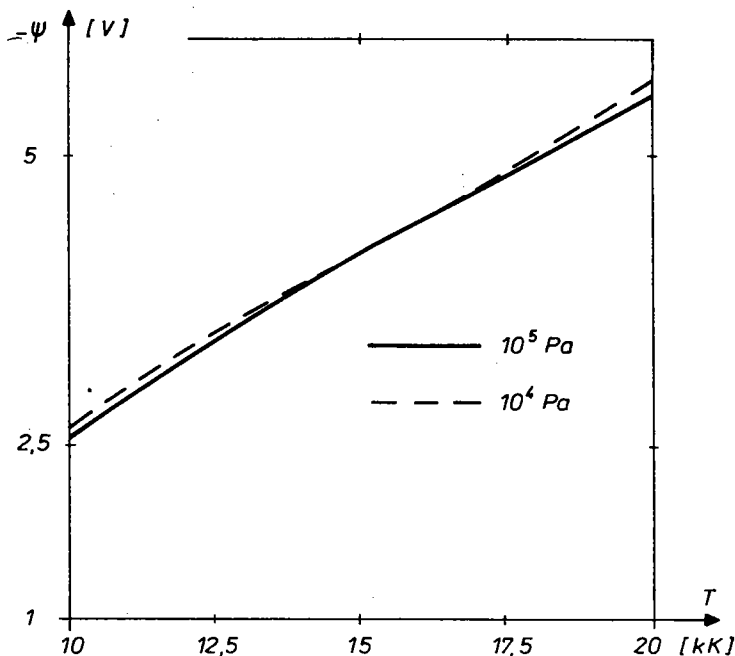


Rys.8

W przypadku całkowitej absorpcji tego promieniowania wartości współczynników różnią się bardzo mało od tych podanych na rysunkach.



Rys.9



Rys. 10

4. STWIERDZENIA KOŃCOWE

Na podstawie przeprowadzonej analizy można stwierdzić, że w plazmie argonowej poddanej działaniu wysokiego ciśnienia i o temperaturze rzędu 10^4 K, przy obliczaniu współczynników transportowych konieczne jest uwzględnienie nierównowagi jonizacyjnej. Dotyczy to szczególnie ciśnień około 10^4 Pa i temperatury około 10 000 K.

Określono odchylenia od obsadzenia boltzmannowskiego poziomów wzbudzonych wywołane zjawiskiem jonizacyjnej nierównowagi. Otrzymany wynik pozwala na dokładniejszy pomiar temperatury plazmy, przy wykorzystaniu metod spektroskopowych. Nieuwzględnienie tego efektu może prowadzić do znacznych błędów w pomiarze (kilkadziesiąt %).

Konieczna jest dalsza praca mająca na celu rozwiązanie tego zadania przy niskich ciśnieniach, przy których konieczne jest rozwiązanie równania Boltzmana w celu określenia funkcji rozkładu dla elektronów.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Sado: Electronic transport coefficients of one-temperature isotropic, partially ionized plasma of high pressure. Bull. Ac. Pol.: Sci., 36 (1988), p.61.
- [2] C. Moore: Atomic energy levels. Circ. NBS 467, Washington 1949.
- [3] B. Hasted: Physics of atomic collision. Butterworths, London 1972.
- [4] C.G. Braun, J.A. Kunc: Collisional-radiative coefficients from a three-level atomic model in nonequilibrium argon plasma. Phys. Fluids, 30 (1987), p.499.
- [5] C.G. Braun, J.A. Kunc: An analytical solution of a collisional-radiative model for nonequilibrium argon plasma. Phys. Fluids, 31 (1988), p.671.
- [6] S.W. Simpson: Ionisation and recombination rates in argon plasmas. J. Phys. D.: Appl. Phys., 22 (1990), p.1161.
- [7] J. Sado: Elektronowe współczynniki transportowe niskotemperaturowej plazmy wysokiego ciśnienia. PN PW, Mechanika, z. 145.
- [8] J. Sado: Calculation of values of interaction terms of electron with electrons and heavy particles for partially ionized plasma. Bull. Ac. Sci.: Tech., 35 (1987), p. 557.
- [9] M. Suzuki: T. Taniguchi, H. Tagashira: Momentum transfer cross section of argon deduced from electron drift velocity data. J. Phys. D.: Appl. Phys., 23 (1990), p.842.
- [10] J. Sado: Coefficients of thermodynamical phenomenological equations of anisotropic argon plasma. Bull. Ac. Sci.: Tech., 37 (1989), p.209.

INFLUENCE OF IONIZATIONAL NONEQUILIBRIUM
ON THE ELECTRON TRANSPORT COEFFICIENTS
FOR ARGON PLASMA

Summary

Subject of this study is partially ionized, one-temperature argon plasma. Properties of plasma with conditions from range: temperature $10^4 \text{ K} \leq T \leq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ and pressure $10^4 \text{ Pa} \leq p \leq 10^5 \text{ Pa}$ were investigated. In these conditions the electron distribution function is Maxwellian. Influence of nonelastic electron-atom and electron-ion collisions and radiative processes (ionizational nonequilibrium) on the plas-

ma parameters: composition and frequency of collisions electrons with all components of plasma were analyzed. Departures from the Saha and Boltzmann equations for these plasmas were found. Electron transport coefficients of the ionizational nonequilibrium argon plasma was calculated. Direction of further research was indicated.

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕШНОСТИ НА ЭЛЕКТРОНОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ

Р е з ю м е

Предметом работы является частично ионизованная однотемпературная аргонова плазма. Исследовано свойства плазмы с температурой $10^4 \text{ K} \leq T \leq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ и давлением $10^4 \text{ Па} \leq p \leq 10^5 \text{ Па}$. При этом - функция распределения электронов является максвелловской. Преследовано анализ влияния неупругих электрон-атомных и электрон-ионных столкновений и радиационных процессов (ионизационной неравновешности) на плазменные параметры: состав и частота столкновении электронов с остальными компонентами плазмы. Были обнаружены отклонения от уравнений Саха и Больцмана. Вычислено коэффициенты электронного транспорта. Определены дальнейшие направления исследований.