Włodzimierz Laprus

ASYMPTOTYCZNE WYRAŻENIA DLA FALI AKUSTYCZNEJ JONOWEJ W PLAZMIE

32/1986

WARSZAWA 1986

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 4 grudnia 1985 r.

N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 0,52 Ark.druk. 1
Oddano do drukarni w lipcu 1986 r.
Nr zamówienia 437/86

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Włodzimierz Laprus
Zakład Teorii Fal Elektromagnetycznych

ASYMPTOTYCZNE WYRAŻENIA DLA FALI AKUSTYCZNEJ JONOWEJ W PLAZMIE

1. WPROWADZENIE

Fala akustyczna jonowa propaguje się w plazmie bezzderzeniowej złożonej z gorących elektronów i zimnych jonów. Równania opisujące propagację w takiej plazmie zostaną zbadane przy użyciu metody fal biegnących opracowanej dla równań dyspersywnych /patrz [1] i [2]/. Dla dużych wartości zmiennych x i t uzyskane zostaną rozwiązania asymptotyczne z dokładnością do wyrazów rzędu drugiego względem $1/x$ i $1/t$. Na koniec przeanalizujemy równania plazmy w postaci typowego układu dyspersywnego, otrzymane w wyniku przekształcenia zmiennych niezależnych i zmiennych zależnych.

2. UKŁAD RÓWNAŃ I RÓWNANIE DYSPERSYJNE

Rozważamy równania plazmy

$$\begin{aligned} &\frac{\partial n_i}{\partial t} + v\frac{\partial n_i}{\partial x} + n_i\frac{\partial v}{\partial x} = 0, \\ &\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} - E = 0, \\ &\frac{\partial n_e}{\partial x} + n_e E = 0, \\ &\frac{\partial E}{\partial x} + n_e - n_i = 0, \end{aligned} \qquad /2.1/$$

gdzie n_e jest koncentracją elektronów, n_i koncentracją jonów, v prędkością płynu jonowego, E polem elektrycznym;

zmienne niezależne i zmienne zależne są wielkościami bezwymiarowymi /por. H. Washimi and T. Taniuti [3]/. Metoda fal biegnących stosuje się do układu równań dyspersywnych postaci

/2.2/ $$A^{K}_{ik}(u,x)\frac{\partial u_k}{\partial x_K} + p\,B_i(u,x) = 0$$

dla $K=0,1,\dots,m$ oraz $i,k=1,\dots,n$, przy czym $A^{0}_{ik} = I_{ik}$ /macierz jednostkowa/, $x_0 = t$. Widać, że w równaniach /2.1/ nie występuje parametr dyspersyjny p, czyli że mają one postać

/2.3/ $$A^{K}_{ik}(u,x)\frac{\partial u_k}{\partial x_K} + B_i(u,x) = 0.$$

Jak pokazano w pracy [4], problem początkowy dla układu /2.3/ z danymi początkowymi niezależnymi od parametru p jest równoważny problemowi początkowemu dla układu /2.2/ z danymi początkowymi "szybkozmiennymi", tj. będącymi funkcją iloczynu px_K. Zatem rozwiązanie drugiego problemu początkowego dla $p \to \infty$ zachowuje się tak jak rozwiązanie pierwszego problemu początkowego dla $x_K \to \infty$. Z tego powodu możemy wprowadzić do równań /2.1/ parametr p. Mamy

/2.4/ $$\begin{aligned} &\frac{\partial n_i}{\partial t} + v\frac{\partial n_i}{\partial x} + n_i\frac{\partial v}{\partial x} = 0,\\ &\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} - pE = 0,\\ &\frac{\partial n_e}{\partial x} + p n_e E = 0,\\ &\frac{\partial E}{\partial x} + p(n_e - n_i) = 0. \end{aligned}$$

Będziemy poszukiwać rozwiązania tego układu równań w postaci rozwinięcia fali biegnącej

/2.5/ $$u_i(x) = u^{0}_i(x) + \sum_{\nu=1}^{N} \overset{\nu}{g}_i(x)\,S_\nu(\varphi) + R_i(x)$$

z funkcjami $S_\nu(\varphi) = (ip)^{-\nu}\exp ip\varphi$. Rozwinięcie /2.5/ ograniczone do pierwszych dwóch wyrazów daje wyrażenie asymptotyczne rozwiązania układu równań /2.4/ przy $p \to \infty$ albo wyjściowego układu równań /2.1/ przy $x_K \to \infty$.

Niech $(u_i) = (n_i, v, n_e, E)$. Wtedy równania /2.4/ przybierają postać /2.2/ ze współczynnikami

$$(A^1_{ik}) = \begin{bmatrix} v & n_i & 0 & 0 \\ 0 & v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (B_i) = \begin{bmatrix} 0 \\ -E \\ n_e E \\ n_e - n_i \end{bmatrix}. \tag{/2.6/}$$

Stąd można wyliczyć macierz dyspersyjną $\mathcal{A}_{ik} = -\omega J_{ik} + \bar{\mathcal{A}}_{ik}$, gdzie $\bar{\mathcal{A}}_{ik} = kA^1_{ik} - iB^k_i$, $k = k_1$, J_{ik} jest macierzą o dwóch elementach różnych od zera: $J_{12} = J_{21} = 1$. Pochodna $B^k_i = \partial B_i / \partial u_k$ wynosi

$$(B^k_i) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & E & n_e \\ -1 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \tag{/2.7/}$$

zatem macierz dyspersyjna ma postać

$$(\mathcal{A}_{ik}) = \begin{bmatrix} -\omega+kv & kn_i & 0 & 0 \\ 0 & -\omega+kv & 0 & i \\ 0 & 0 & k-iE & -in_e \\ i & 0 & -i & k \end{bmatrix}. \tag{/2.8/}$$

Zakładamy, że $(u_i^0) = (n, v_0, n, 0) = \text{const}$ /jest to rozwiązanie równań /2.4//. Dla $u_i = u_i^0$ macierz dyspersyjna przybiera postać

$$/2.9/ \qquad (\mathcal{A}_{ik}) = \begin{bmatrix} -\omega + kv_0 & kn & 0 & 0 \\ 0 & -\omega + kv_0 & 0 & i \\ 0 & 0 & k & -in \\ i & 0 & -i & k \end{bmatrix} .$$

Wyznacznik tej macierzy wynosi

$$/2.10/ \qquad \det(\mathcal{A}_{ik}) \equiv Q(-\omega, k) = (-\omega + kv_0)^2 (k^2 + n) - k^2 n$$

i równanie dyspersyjne $Q(-\omega, k) = 0$ ma dwa pierwiastki

$$/2.11/ \qquad \omega_1 = kv_0 + k\zeta , \quad \omega_2 = kv_0 - k\zeta ,$$

gdzie $\zeta = \sqrt{n/(k^2+n)}$. Pierwiastki odpowiadają fali akustycznej jonowej.

3. PROMIENIE I FUNKCJA FAZOWA

Z równaniem dyspersyjnym, które jest równaniem różniczkowym dla funkcji fazowej $\varphi(t, x)$, wiąże się układ równań kanonicznych Hamiltona z hamiltonianem

$$/3.1/ \qquad \mathcal{H}(k) = kv_0 \pm k\zeta$$

/znak górny dla ω_1 , znak dolny dla ω_2 /. Prędkość grupowa

$$/3.2/ \qquad \gamma(k) = \partial\mathcal{H}/\partial k = v_0 \pm \zeta^3 ,$$

tak jak hamiltonian, jest niezależna od t i x . Zatem rozwiązując równania kanoniczne

$$/3.3/ \qquad \dot{x} = \gamma(k) , \quad \dot{k} = 0$$

otrzymujemy wstęgi promieniowe postaci

$$x = \gamma t + x^{\circ}, \quad k = k^{\circ}, \tag{3.4}$$

gdzie x° i k° są wartościami początkowymi funkcji $x(t)$ i $k(t)$ dla $t=0$. Oprócz funkcji $k(t)$, stałe na promieniach są także $\mathcal{H}$, γ oraz lagrangian

$$\mathcal{L}(k) = -\mathcal{H} + k\partial\mathcal{H}/\partial k = \mp k^3\zeta^3/n . \tag{3.5}$$

Zatem funkcja fazowa, określona na promieniu /3.4/ całką

$$\varphi(t) = \int_0^t \mathcal{L}\, ds + \varphi^{\circ}(x^{\circ}), \tag{3.6}$$

wynosi po prostu

$$\varphi(t) = \mathcal{L}t + \varphi^{\circ}(x^{\circ}) \tag{3.7}$$

/$\varphi^{\circ}(x) = \varphi(0,x)$ jest wartością początkową/.

Niech $k^{\circ}(x^{\circ})$ oznacza wartość początkową funkcji $k(t)$ na promieniu o wartości początkowej x°. Funkcja $k^{\circ}(x^{\circ})$ jest związana z wartością początkową $\varphi^{\circ}(x^{\circ})$:

$$k^{\circ}(x^{\circ}) = d\varphi^{\circ}(x^{\circ})/dx^{\circ} \tag{3.8}$$

Wziąwszy to pod uwagę stwierdzamy, że w pewnym otoczeniu osi x dla $t > 0$ funkcja fazowa dana jest formułą /3.7/. Istotnie, podstawiając $x^{\circ} = x - \gamma t$ otrzymujemy

$$\varphi(t,x) = \mathcal{L}t + \varphi^{\circ}(x - \gamma t) \tag{3.9}$$

z funkcją $k(t,x)$ zdefiniowaną w sposób uwikłany przez zależność

$$k = k^{\circ}(x - \gamma(k)t) \tag{3.10}$$

gdzie $k^{\circ}(x^{\circ})$ jest wyliczone ze związku /3.8/.

4. WSPÓŁCZYNNIKI ROZWINIECIA

Ograniczymy się do obliczenia pierwszego współczynnika rozwinięcia fali biegnącej /2.5/, tj.

/4.1/ $$g_i^1(t,x) = \sigma(t,x) r_i$$

W tym celu rozwiążemy pierwsze równanie transportu

/4.2/ $$\dot{\sigma} + a e^{ip\gamma} \sigma + b\sigma = 0$$

na promieniach, a następnie znajdziemy funkcję $\sigma(t,x)$ w pewnym otoczeniu osi x dla $t > 0$.

Wektory zerowe, lewy i prawy, macierzy dyspersyjnej /2.9/ mają postać

/4.3/ $$(l_i) = (\pm 1, n\zeta^{-1}, \zeta, -ik\zeta),$$
$$(r_i) = (n\zeta^{-1}, \pm 1, n\zeta, -ik\zeta),$$

ze znakiem górnym dla ω_1 i dolnym dla ω_2. Współczynnik w równaniu /4.2/ można znaleźć posługując się relacją

/4.4/ $$l_i r_i a = l_i \bar{\mathcal{A}}_{il}^k r_l r_k ,$$

gdzie $\bar{\mathcal{A}}_{il}^k = \partial \bar{\mathcal{A}}_{il} / \partial u_k$ dla $u_i = u_i^0$. Biorąc pod uwagę /2.8/ i wyliczając odpowiednie pochodne stwierdzamy, że

/4.5/ $$\bar{\mathcal{A}}_{12}^1 = k, \quad \bar{\mathcal{A}}_{11}^2 = \bar{\mathcal{A}}_{22}^2 = k, \quad \bar{\mathcal{A}}_{34}^3 = -i, \quad \bar{\mathcal{A}}_{33}^4 = -i$$

i że pozostałe elementy macierzy $\bar{\mathcal{A}}_{il}^1$, $\bar{\mathcal{A}}_{il}^2$, $\bar{\mathcal{A}}_{il}^3$, $\bar{\mathcal{A}}_{il}^4$ są równe zero. Ostatecznie otrzymujemy

/4.6/ $$a = \frac{2k\zeta^{-1} - 2k\zeta^3 + i\zeta^{-2}}{\pm 2\zeta^{-1} + 1 - 2\zeta^2}$$

Współczynnik b w równaniu /4.2/ określa relacja

/4.7/ $$l_i r_i б = l_i D_{ik} r_k$$

dla $u_k = u_k^\circ$, gdzie $D_{ik} = J_{ik}\partial/\partial t + A^1_{ik}\partial/\partial x$. Mamy

/4.8/ $$l_i D_{ik} r_k = \pm\left(\frac{\partial k}{\partial t} + v_\circ\frac{\partial k}{\partial x}\right)k\zeta - 2k\zeta^4\frac{\partial k}{\partial x}.$$

Funkcja $k(t,x)$ jest stała na promieniu, tj. $\dot{k} = 0$, czyli

/4.9/ $$\frac{\partial k}{\partial t} + \gamma\frac{\partial k}{\partial x} = 0.$$

Korzystając z tej równości dostajemy

/4.10/ $$б = \frac{-3k\zeta^4}{\pm 2\zeta^{-1} + 1 - 2\zeta^2}\frac{\partial k}{\partial x}.$$

Pochodna $\partial k/\partial x$ jest związana z kształtem powierzchni fazowej w chwili początkowej. Istotnie, zróżniczkowanie równości /3.10/ daje

/4.11/ $$\frac{\partial k}{\partial x} = \phi/\left(1 + \frac{\partial\gamma}{\partial k}t\right),$$

gdzie $\phi = d^2\varphi^\circ(x^\circ)/dx^{\circ 2}$. Ponieważ ϕ i $\partial\gamma/\partial k$ są stałe na promieniu, to pochodna $\partial k/\partial x$ zmienia się wzdłuż promienia.

Przechodzimy do rozwiązania równania transportu /4.2/. Stosując standartowe podstawienie $\sigma = 1/\varrho$ otrzymujemy równanie liniowe niejednorodne

/4.12/ $$\dot{\varrho} - б\varrho - ae^{ip\varphi} = 0,$$

którego rozwiązanie łatwo znajdujemy metodą uzmiennienia stałej z rozwiązania równania jednorodnego. W ten sposób dostajemy funkcję $\sigma(t)$ określoną na promieniu o wartości początkowej x°. Aby znaleźć funkcję $\sigma(t,x)$ określoną w pewnym otoczeniu osi x dla $t > 0$, należy podstawić $x^\circ = x - \gamma t$ do wartości początkowych $\sigma^{\circ}(x^{\circ})$ i $\varphi^{\circ}(x^{\circ})$.

Rozpatrzymy prosty przypadek, kiedy wartość początkowa funkcji fazowej zależy liniowo od x° : $\varphi^{\circ}(x^{\circ}) = k^{\circ}x^{\circ}$. Wtedy $b = 0$ i rozwiązanie równania transportu ma postać

$$\sigma(t) = \left[\frac{a}{ip\mathcal{L}} \left(e^{ip\varphi} - e^{ip\varphi^{\circ}} \right) + \frac{1}{\sigma^{\circ}} \right]^{-1}, \tag{4.13}$$

gdzie $\sigma^{\circ} = \sigma^{\circ}(x^{\circ})$ jest wartością początkową funkcji $\sigma(t)$ na promieniu o wartości początkowej x° . Funkcja fazowa, określona w pewnym otoczeniu osi x dla $t > 0$, jest liniowa względem zmiennych t i x :

$$\begin{aligned} \varphi(t,x) &= \mathcal{L}(k)t + k^{\circ}x^{\circ} = (-\omega^{\circ} + \gamma k^{\circ}) + k^{\circ}(x - \gamma t) = \\ &= -\omega^{\circ}t + k^{\circ}x , \end{aligned} \tag{4.14}$$

przy czym $\omega^{\circ} = \mathcal{H}(k^{\circ})$. Po podstawieniu /4.14/ do /4.13/ i zastąpieniu x° przez $x - \gamma t$ dostajemy funkcję

$$\sigma(t,x) = \left[\frac{a}{ip\mathcal{L}} \left(e^{ip\mathcal{L}t} - 1 \right) e^{ipk^{\circ}x^{\circ}} + \frac{1}{\sigma^{\circ}} \right]^{-1} \tag{4.15}$$

określoną w otoczeniu osi x.

Rozwiązanie asymptotyczne równań /2.4/ dla $p \to \infty$ z dokładnością do wyrazów rzędu $1/p^2$ ma postać

$$\begin{aligned} n_i &\sim n + n\zeta^{-1}\sigma(t,x) \frac{1}{ip} \exp ip(-\omega^{\circ}t + k^{\circ}x), \\ v &\sim v_0 \pm \sigma(t,x) \frac{1}{ip} \exp ip(-\omega^{\circ}t + k^{\circ}x), \\ n_e &\sim n + n\zeta\, \sigma(t,x) \frac{1}{ip} \exp ip(-\omega^{\circ}t + k^{\circ}x), \\ E &\sim -ik\zeta\, \sigma(t,x) \frac{1}{ip} \exp ip(-\omega^{\circ}t + k^{\circ}x), \end{aligned} \tag{4.16}$$

gdzie należy położyć $k = k^{\circ}$. Jeżeli $\sigma^{\circ}(x^{\circ})$ jest funkcją stałą, to pierwszy składnik sumy w /4.15/ jest do pominięcia względem drugiego dla $p \to \infty$ i wtedy $\sigma(t,x) = \mathrm{const}$ w wyrażeniach /4.16/.

Ogólnie biorąc kształt funkcji $\sigma^{\circ}(x^{\circ})$ wynika z warunku początkowego dla równań /2.4/. Najprostszy warunek początkowy, tzw. oscylacyjny, ma w rozważanym przypadku postać

$$/4.17/ \qquad u_i(0,x) = u_i^{\circ}(0,x) + \frac{1}{ip}\,\sigma(0,x)\,r_i(k^{\circ})\exp ipk^{\circ}x$$

z funkcją $\sigma(0,x) = \sigma^{\circ}(x)$. Ponieważ $u_i^{\circ}(0,x) = \text{const}$, to dla $\sigma^{\circ}(x) = \text{const}\cdot p$ dane początkowe /4.17/ są "szybkozmienne". Wówczas obydwa składniki sumy w /4.15/ są tego samego rzędu dla $p \to \infty$, czyli

$$/4.18/ \qquad \sigma(t,x) = ipF\,, \qquad F = \left[a\mathcal{L}^{-1}\left(e^{ip\mathcal{L}t}-1\right)e^{ipk^{\circ}x^{\circ}} + i\cdot \text{const}^{-1}\right]^{-1}.$$

Po podstawieniu /4.18/ do /4.16/ i po zamianie zmiennych $t \to t/p$ i $x \to x/p$ otrzymujemy

$$/4.19/ \qquad \begin{aligned} n_i &\sim n + n\zeta^{-1} F\exp\left(-i\omega^{\circ}t + ik^{\circ}x\right), \\ v &\sim v_{\circ} \pm \quad F\exp\left(-i\omega^{\circ}t + ik^{\circ}x\right), \\ n_e &\sim n + n\zeta\, F\exp\left(-i\omega^{\circ}t + ik^{\circ}x\right), \\ E &\sim \ -ik\zeta\, F\exp\left(-i\omega^{\circ}t + ik^{\circ}x\right). \end{aligned}$$

Jest to rozwiązanie asymptotyczne równań /2.1/ dla $t,x \to \infty$.

5. INNA POSTAĆ RÓWNAŃ PLAZMY

Dwa ostatnie spośród równań /2.1/ nie zawierają pochodnej względem t . Tę osobliwość układu równań można usunąć stosując przekształcenie zmiennych niezależnych i zależnych

$$/5.1/ \qquad t' = t + x/c\,, \quad x' = x\,, \qquad u_i'(x',t') = u_i(x,t)\,,$$

gdzie c jest liczbą rzeczywistą. Wtedy

$$/5.2/ \qquad \partial u_i/\partial t = \partial u_i'/\partial t'\,, \quad \partial u_i/\partial x = \frac{1}{c}\partial u_i'/\partial t' + \partial u_i'/\partial x'$$

i zamiast /2.1/ mamy /po opuszczeniu primów/

$$
/5.3/ \qquad
\begin{aligned}
&\frac{\partial u_i}{\partial t} + \alpha v \frac{\partial u_i}{\partial x} + \beta \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\alpha^2}{c} = 0, \\
&\frac{\partial v}{\partial t} + \alpha v \frac{\partial v}{\partial x} - \alpha E = 0, \\
&\frac{\partial u_e}{\partial t} + c \frac{\partial u_e}{\partial x} + c u_e E = 0, \\
&\frac{\partial E}{\partial t} + c \frac{\partial E}{\partial x} + c(u_e - u_i) = 0.
\end{aligned}
$$

Wprowadziliśmy oznaczenia: $\alpha = (1+v/c)^{-1}$, $\beta = \alpha u_i - \alpha^2 v/c$.
Po wymnożeniu przez p wyrazów nie zawierających pochodnych otrzymujemy układ równań postaci /2.2/ ze współczynnikami

$$
/5.4/ \qquad (A^1_{ik}) = \begin{bmatrix} \alpha v & \beta & 0 & 0 \\ 0 & \alpha v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{bmatrix}, \quad (B_i) = \begin{bmatrix} \alpha^2 E/c \\ -\alpha E \\ c u_e E \\ c(u_e - u_i) \end{bmatrix}.
$$

Pochodna $\partial B_i / \partial u_k$ wynosi

$$
/5.5/ \qquad (B^k_i) = \begin{bmatrix} 0 & -2\alpha^3 E/c^2 & 0 & \alpha^2/c \\ 0 & \alpha^2 E/c & 0 & -\alpha \\ 0 & 0 & cE & c u_e \\ -c & 0 & c & 0 \end{bmatrix}.
$$

Zatem macierz dyspersyjna $-\omega I_{ik} + k A^1_{ik} - i B^k_i$ dla $u_i = u_i^{\circ}$ ma postać

$$(\mathcal{A}_{ik}) = \begin{bmatrix} -\omega+k\alpha_0 v_0 & k\beta_0 & 0 & -i\alpha_0^2/c \\ 0 & -\omega+k\alpha_0 v_0 & 0 & i\alpha_0 \\ 0 & 0 & -\omega+kc & -icn \\ ic & 0 & -ic & -\omega+kc \end{bmatrix} . \qquad /5.6/$$

Wyznacznik tej macierzy,

$$Q(-\omega,k) = (-\omega+k\alpha_0 v_0)^2 \times \times \left[(-\omega+kc)^2+c^2 n\right] - (-\omega+kc)\left[\alpha_0\beta_0 kc+\alpha_0^2(-\omega+k\alpha_0 v_0)\right] , \qquad /5.7/$$

jest wielomianem czwartego stopnia względem ω , który nie faktoryzuje się w widoczny sposób /i nie jest wielomianem dwukwadratowym/. Jedynie dla $\beta_0 = 0$ wyrażenie /5.7/ rozkłada się na dwa czynniki, z których jeden jest wielomianem pierwszego stopnia, a drugi wielomianem trzeciego stopnia:

$$Q(-\omega,k) = (-\omega+k\alpha_0 v_0) \times \times \left[(-\omega+k\alpha_0 v_0)(-\omega+kc)^2 + c^2 n(-\omega+k\alpha_0 v_0) - \alpha_0^2(-\omega+kc)\right] \qquad /5.8/$$

Dzieje się tak wtedy, gdy $c = (1/n-1)v_0$.

6. KONKLUZJA

W rozwinięciu asymptotycznym /4.19/ rozwiązania równań plazmy /2.1/ z warunkiem początkowym /4.17/ występuje współczynnik a , co dowodzi, że to rozwinięcie uwzględnia efekty nieliniowe /dla liniowych równań $a \equiv 0$/. Dyspersja uwidacznia się w postaci wektora r_i , który jest zależny od współczynników B_i w równaniach /2.1/.

LITERATURA

[1] W. LAPRUS, Metoda fal biegnących dla równań quasi-liniowych dyspersywnych, Prace IPPT 3/1981

[2] W. LAPRUS, Rozwiązania asymptotyczne równań quasi-linio-

wych dyspersywnych, Prace IPPT 27/1982
[3] H. WASHIMI and T. TANIUTI, Phys. Rev. Letters 17, /1966/ 996
[4] W. LAPRUS, Rozwiązania nieliniowych równań teorii magnetojonowej, Prace IPPT 20/1983

STRESZCZENIE

Dla równań opisujących propagację fali akustycznej jonowej w plazmie bezzderzeniowej znaleziono rozwiązania w postaci wyrażeń asymptotycznych dla dużych wartości zmiennej czasowej i zmiennej przestrzennej. Zbadano także możliwość przekształcenia równań plazmy do postaci typowych równań dyspersywnych.