第5卷 第3期 空间科学学报 Vol. 5, No. 3
1985年7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 1985

束流等离子体系统的离子声孤波

宋 礼 庭
(北京大学地球物理系)

摘 要

考虑热束流等离子体无碰撞地通过背景等离子体时，由等离子体系统的流体方程组出发用递减扰动法推导了描写离子声孤波的 Korteweg de-Vries 方程. 在弱束流的条件下，四种离子声波模式中有两种分别对应慢孤波和快孤波. 计算了两种孤波振幅对等离子体参量的依赖关系，在某些参量配合下有可能得到大振幅的正孤波和负孤波.

一、引 言

产生分立极光的等离子体(电子)在由近地等离子片向极区电离层沉降的过程中被大大地加速. 目前已有许多加速电子的模型，其中重要的电双层 (Double Layer) 模型，最早是由 Alfvén 提出的[1]，后来被 Block[2] 发展. 他们认为在磁层或电离层一个很小的局部区域可能存在一个电荷层，维持着稳定的场向电场. 如实验室放电管中 Langmuir 双层一样，维持一个局地稳定的电位降是与很大的放电电流相联系，这需要在磁层和电离层间构造一个合理的外源电路，目前理论上还没有完成. 空间探测虽然有某些证据表明场向电场存在，但是沉降粒子能谱却有些与理论不一致的疑点. 一个静电激波也是电双层结构，而弱静电激波与离子声孤波有密切关系. 例如，粒子在孤波上反射或被捕获时，孤波可以演化为激波[3,4]. Kan 曾提出一个孤波转化为激波加速极光粒子的模式[5].

本文探讨了这种束流等离子体系统中产生的离子声孤波. 一个热等离子体束流无碰撞地穿过背景冷等离子体，类似于极光等离子体由夜面磁层向电离层沉降的情形. 为了减少问题的复杂性，假定等离子束流和波的传播都是沿着磁场方向，因此一维离子声波传播可略去磁场. 用 Taniuti[6]、Taniuti 和 Wei[7] 发展起来的递减扰动方法(Reduced Perturbation Method)，先推导束流等离子体系中描写离子声孤波的 Korteweg de-Vries (KdV) 方程，然后计算系统参数如何影响孤波.

最近 Temerin 等人发表了他们的卫星测量结果[9]，据称已测到在 6000km 和 8000km 高度极光等离子体中孤波和电双层.

二、基本方程和线性色散关系

考虑一均匀无界热等离子体束流以 V_0 速度通过背景等离子体. 设束中离子和电子

本文于 1983 年 6 月 16 日收到.

温度相同(计算也给出温度不同的结果). 背景离子温度和电子温度分别为 T_{i0}^{p} 和 T_{e0}^{p}(假定 $T_{i0}^{p} \leqslant T_{e0}^{p}$). 当束流速度满足条件 $V_0/c_s \ll \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ 时 $(c_s = (KT_{e0}^{p}/m_i)^{1/2}$ 为背景离子声速),有下面无量纲方程组.

$$n_{ep}\frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial n_{ep}}{\partial x} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial n_{ip}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_{ip}v_{ip}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_{ip}}{\partial t} + v_{ip}\frac{\partial v_{ip}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \gamma\theta_1 n_{ip}^{\gamma-2}\frac{\partial n_{ip}}{\partial x} = 0, \tag{3}$$

$$n_{eb}\frac{\partial \Phi}{\partial x} - \theta_2\frac{\partial n_{eb}}{\partial x} = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial n_{ib}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_{ib}v_{ib}) = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial v_{ib}}{\partial t} + v_{ib}\frac{\partial v_{ib}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\gamma\theta^2}{a^{\gamma-1}} n_{ib}^{\gamma-2}\frac{\partial n_{ib}}{\partial x} = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = n_{ep} + n_{eb} - n_{ip} - n_{ib}. \tag{7}$$

p 和 b 分别代表背景和束流,e 和 i 分别代表电子和离子. 标准化量为: $x = \frac{x'}{\lambda_D}$, $t = t'\omega_{pi}$, $v_{ip} = \frac{u_{ip}}{c_s}$, $v_{ib} = \frac{u_{ib}}{c_s}$, $\Phi = \frac{e\phi}{KT_{e0}^{p}}$, 所有密度都以 n_{e0}^{p} 为单位. 方程中 $\theta_1 = \frac{T_{i0}^{p}}{T_{e0}^{p}}$, $\theta_2 = \frac{T_{i0}^{b}}{T_{e0}^{p}}$, $a = \frac{n_{e0}^{b}}{n_{e0}^{p}}$, $\lambda_D = (KT_{e0}^{p}/4\pi e^2 n_{e0}^{p})^{1/2}$, $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_{e0}^{p}/m_i)^{1/2}$, 式中脚标零代表无扰量,方程中 γ 是多方指数,假定绝热过程取 $\gamma = 3$.

由方程(1)和(4),解出

$$n_{eb} = a n_{ep}^{1/\theta_2} = a n_{ep}^{l}, \tag{8}$$

其中 $l = \frac{1}{\theta_2}$. 将(8)式代入(7)式得到

$$n_{ib} = n_{ep} + a n_{ep}^{l} - n_{ip} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}. \tag{9}$$

由(8)、(9)和(1)式消去 n_{ib}、n_{eb} 和 Φ,就得到四个变量的基本方程:

$$\frac{\partial n_{ip}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_{ip}v_{ip}) = 0, \tag{I}$$

$$\frac{\partial v_{ip}}{\partial t} + v_{ip}\frac{\partial v_{ip}}{\partial x} + \frac{1}{n_{ep}}\frac{\partial n_{ep}}{\partial x} + 3\theta_1 n_{ip}\frac{\partial n_{ip}}{\partial x} = 0, \tag{II}$$

$$(1 + a l n_{ep}^{l-1})\frac{\partial n_{ep}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_{ip}v_{ip}) - \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n_{ep}}\frac{\partial n_{ep}}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left\{\left[n_{ep} + a n_{ep}^{l} - n_{ip} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n_{ep}}\frac{\partial n_{ep}}{\partial x}\right)\right]v_{ib}\right\} = 0, \tag{III}$$

$$\frac{\partial v_{ib}}{\partial t} + v_{ib}\frac{\partial v_{ib}}{\partial x} + \frac{1}{n_{ep}}\frac{\partial n_{ep}}{\partial x} + \frac{3\theta_2}{a^2}\left\{\left[n_{ep} + a n_{ep}^{l} - n_{ip} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n_{ep}}\frac{\partial n_{ep}}{\partial x}\right)\right]\right.$$

$$\cdot \frac{\partial}{\partial x}\left[n_{cp}+an_{cp}^{l}-n_{ip}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n_{cp}}\frac{\partial n_{cp}}{\partial x}\right)\right]\Bigg\}=0. \tag{IV}$$

将所有变量在非扰平衡态展开：

$$n_{cp}=1+\varepsilon n_c^{(1)}+\varepsilon^2 n_c^{(2)}+\cdots,$$
$$n_{ip}=1+\varepsilon n_i^{(1)}+\varepsilon^2 n_i^{(2)}+\cdots,$$
$$v_{ip}=\varepsilon v_p^{(1)}+\varepsilon^2 v_p^{(2)}+\cdots,$$
$$v_{ib}=v_0+\varepsilon v_b^{(1)}+\varepsilon^2 v_b^{(2)}+\cdots,$$

这里 $\varepsilon \ll 1$. 引进关联坐标 $\xi=\varepsilon^{\frac{1}{2}}(x-\lambda t)$, $\eta=\varepsilon^{\frac{3}{2}}x$. 代入方程组 (I)—(IV)，得到关于变量 ξ、η 的四个方程. 经过整理，对于 ε 最低级即 $\varepsilon^{\frac{3}{2}}$，方程 (I)—(IV) 简化成下面矩阵形式.

$$\begin{pmatrix} -\lambda & -1 & 0 & 0 \\ 3\theta_1 & -\lambda & 1 & 0 \\ \dfrac{-V_0}{1+al} & \dfrac{1}{1+al} & V_0-\lambda & \dfrac{a}{1+al} \\ -\dfrac{3\theta_2}{a} & 0 & 1+\dfrac{3\theta_2}{a}(1+al) & V_0-\lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dfrac{\partial n_i^{(1)}}{\partial \xi} \\ \dfrac{\partial v_p^{(1)}}{\partial \xi} \\ \dfrac{\partial n_c^{(1)}}{\partial \xi} \\ \dfrac{\partial v_b^{(1)}}{\partial \xi} \end{pmatrix}=0. \tag{10}$$

这个方程可简写成下面形式：

$$(A_0-\lambda I)\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi}=0. \tag{10'}$$

这里 I 为单位矩阵，$u^{(1)}$ 代表一个列矢量：

$$u^{(1)}=\begin{pmatrix} n_i^{(1)} \\ v_p^{(1)} \\ n_c^{(1)} \\ v_b^{(1)} \end{pmatrix},\quad A_0=\begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 3\theta_1 & 0 & 1 & 0 \\ \dfrac{-V_0}{1+al} & \dfrac{1}{1+al} & V_0 & \dfrac{a}{1+al} \\ \dfrac{-3\theta_2}{a} & 0 & 1+\dfrac{3\theta_2}{a}(1+al) & V_0 \end{pmatrix}. \tag{11}$$

(10)式的解由 $|A_0-\lambda I|=0$ 给出，即

$$\left[(V_0-\lambda)^2-\left(3\theta_2+\frac{a}{1+al}\right)\right](\lambda^2-3\theta_2)+\frac{3\theta_2-(V_0-\lambda)^2}{1+al}=0. \tag{12}$$

可见由关联坐标引进的 λ 是矩阵的本征值，也恰是线性波的相速度. (将方程 (I)—(IV) 线性化，代入平面波，也得到色散方程(12))

假定弱束流情况，$al=\dfrac{a}{\theta_2}\ll 1$ $\left(\text{例如，}a=\dfrac{n_{c0}^b}{n_{cp}^p}<\dfrac{1}{10},\theta_2=\dfrac{T_{i0}^b}{T_{c0}^p}>10\right)$ 可由 (12) 式解出 λ. 令 $al=\varepsilon_1\ll 1$，将 λ 对小量 ε_1 展开：

$$\lambda=\lambda_0+\varepsilon_1\lambda_1+\varepsilon_1^2\lambda_2+\cdots,$$

同时(12)式也对 λ 和 ε_1 展开：

$$F(\lambda_0,0)+\frac{\partial F(\lambda_0,0)}{\partial \varepsilon_1}\varepsilon_1+\frac{\partial F(\lambda_0,0)}{\partial \lambda}(\varepsilon_1\lambda_1+\varepsilon^2\lambda_2+\cdots)$$

$$+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 F(\lambda_0,0)}{\partial\varepsilon_1^2}\varepsilon_1^2+\cdots=0$$

由 $F(\lambda_0,0)=0$，可解出 $\lambda_0=\pm\sqrt{3\theta_1+1}$ 和 $\lambda_0=V_0\pm\sqrt{3\theta_2}$，令 ε_1 的系数为 0，得到$\lambda_1=-\frac{\partial F}{\partial\varepsilon_1}\Big/\frac{\partial F}{\partial\lambda}$，则 λ 的一级近似解为：

$$\lambda_{1,2}=\pm\sqrt{3\theta_1+1}\mp\frac{(V_0\mp\sqrt{3\theta_1+1})^2-2\theta_2}{2\sqrt{3\theta_1+1}\,[(V_0\mp\sqrt{3\theta_1+1})^2-3\theta_2]}\cdot\frac{a}{\theta_2},\tag{13}$$

$$\lambda_{3,4}=(V_0\pm\sqrt{3\theta_2})\pm\frac{(V_0\pm\sqrt{3\theta_2})^2-3\theta_1}{(V_0\pm\sqrt{3\theta_2})^2-3\theta_1-1}\cdot\frac{a}{2\sqrt{3\theta_2}}.\tag{14}$$

这个等离子系统有四种离子声波模式，背景慢模式（13）和束流快模式(14)．并不是对应每一离子声波模式都可以指望孤波，(13)和(14)式对应(一)号的 λ_2 和 λ_4 都不存在孤波．

三、离子声弧波

方程组 (I)—(IV) 计算到 $\varepsilon^{5/2}$ 量级，简化地写成下面矩阵形式的方程：

$$(A_0-\lambda I)\frac{\partial u^{(2)}}{\partial\xi}+A_0\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\eta}+A_1'\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\xi}+B_0\frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial\xi^3}=0.\tag{15}$$

这里 $u^{(1)}$ 就是前面已经表示过的列矢量，$u^{(2)}$ 是二级扰动列矢量：

$$u^{(2)}=\begin{pmatrix}n_i^{(2)}\\ v_p^{(2)}\\ n_e^{(2)}\\ v_b^{(2)}\end{pmatrix}.$$

矩阵 A_1' 和 B_0 表示如下：

$$A_1'=\begin{pmatrix}v_p^{(1)} & n_i^{(1)} & 0 & 0\\ 3\theta_1 n_i^{(1)} & v_p^{(1)} & -n_e^{(1)} & 0\\ \dfrac{v_p^{(1)}-v_b^{(1)}}{1+al} & \dfrac{n_i^{(1)}}{1+al} & v_b+\dfrac{(V_0-\lambda)al(l-1)n_e^{(1)}}{1+al} & n_e^{(1)}-\dfrac{n_i^{(1)}}{1+al}\\ \dfrac{3\theta_2}{a^2}[n_i^{(1)}-(1+al)n_e^{(1)}] & 0 & \dfrac{3\theta_2}{a^2}[(1+al)n_e^{(1)}-n_i^{(1)}](1+al) & v_b^{(1)}\end{pmatrix}.\tag{16}$$

$$B_0=\begin{pmatrix}0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & \dfrac{\lambda-V_0}{1+al} & 0\\ 0 & 0 & -\dfrac{3\theta_2}{a} & 0\end{pmatrix}. \tag{17}$$

解方程(10),利用扰动的自然边界条件,当 $\xi\to\infty$, $u^{(1)}=0$, 得到

$$u^{(1)}=\bar{R}_0 n_e^{(1)}. \tag{18}$$

其中 $\bar{R}_0$ 为矩阵 A_0 对应本征值 λ 的右本征矢量:

$$\bar{R}_0=\begin{pmatrix}\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}\\ \dfrac{\lambda}{\lambda^2-3\theta_1}\\ 1\\ \dfrac{1}{a}\left[\dfrac{V_0-\lambda}{\lambda^2-3\theta_1}-(V_0-\lambda)\right]\end{pmatrix}. \tag{19}$$

同一本征值 λ 的左本征矢量为:

$$\bar{L}_0=\left(\frac{3\theta_2-(V_0-\lambda)^2}{V_0-\lambda}\lambda-1,\ \frac{3\theta_2-(V_0-\lambda)^2}{V_0-\lambda},\ 1,\ \frac{-a}{V_0-\lambda}\right). \tag{20}$$

将(18)和(19)式代入方程(15),并乘以 $\bar{L}_0$ 矢量,消去 $u^{(2)}$, 即得到:

$$(\bar{L}_0A_0\bar{R}_0)\frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial\eta}+(\bar{L}_0A_1\bar{R}_0)n_e^{(1)}\frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial\xi}+(\bar{L}_0B_0\bar{R}_0)\frac{\partial^3 n_e^{(1)}}{\partial\xi^3}=0. \tag{21}$$

方程中矩阵 A_1 是利用(18)式,由矩阵 A_1' 得到:

$$A_1'=A_1n_e^{(1)},$$

$$A_1=\begin{pmatrix}\dfrac{\lambda}{\lambda^2-3\theta_1}, & \dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1},\\ \dfrac{3\theta_1}{\lambda^2-3\theta_1}, & \dfrac{\lambda}{\lambda^2-3\theta_1},\\ \left[\dfrac{\lambda}{\lambda^2-3\theta_1}-\dfrac{V_0-\lambda}{a}\left(\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}-1\right)\right]\left(1-\dfrac{a}{\theta_2}\right), & \dfrac{1-(a/\theta_2)}{\lambda^2-3\theta_1},\\ \dfrac{3\theta_2}{a^2}\left[\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}-\left(1+\dfrac{a}{\theta_2}\right)\right], & 0,\end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix}0, & 0\\ -1, & 0\\ \dfrac{V_0-\lambda}{a}\left[\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}-1-\dfrac{a^2}{\theta^2}\right], & 1-\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}\left(1-\dfrac{a}{\theta_2}\right)\\ \dfrac{3\theta_2}{a^2}\left[\left(1+\dfrac{a}{\theta_2}\right)-\dfrac{1+(a/\theta_2)}{\lambda^2-3\theta_1}\right], & \dfrac{V_0-\lambda}{a}\left(\dfrac{1}{\lambda^2-3\theta_1}-1\right)\end{pmatrix}. \tag{22}$$

因为 $\bar{L}_0 A_0 \bar{R}_0 = \lambda \bar{L}_0 \cdot \bar{R}_0 \neq 0$，方程(21)式化成描写孤波的标准 KdV 方程：

$$\frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \eta} + P n_e^{(1)} \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{1}{2} Q \frac{\partial^3 n_e^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0. \tag{23}$$

方程式的系数 P 和 Q 为：

$$P = \frac{\bar{L}_0 A_1 \bar{R}_0}{\lambda \bar{L}_0 \cdot \bar{R}_0}, \tag{24}$$

$$Q = 2 \cdot \frac{\bar{L}_0 B_0 \bar{R}_0}{\lambda \bar{L}_0 \cdot \bar{R}_0}. \tag{25}$$

方程(23)在以速度 $M = \lambda + b\varepsilon$ 的运动参考系，有稳态解如下：

$$n_e^{(1)} = \frac{3b}{\lambda P} \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{b\varepsilon}{2\lambda Q} \right)^{1/2} (x - Mt) \right], \tag{26}$$

式中 b 由 M 和 λ 决定．M 是孤波稳定运动的速度(马赫数)，由初始条件决定．由此，近似到一级量，背景电子密度扰动形成下面表示的孤波：

$$n_e \approx 1 + \frac{3(M - \lambda)}{\lambda P} \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{M - \lambda}{2\lambda Q} \right)^{1/2} (x - Mt) \right] \tag{27}$$

对相应的 λ，其它成分 $n_i^{(1)}$，$v_p^{(1)}$ 等也都可以借助(18)式求出．

四、结果和讨论

给定等离子体参量 θ_1、a、θ_2、V_0，首先由(13)和(14)式计算等离子系统的离子声波相速度 λ，然后对应每一 λ，由(24)和(25)式算出 P 和 Q．孤波振幅反比于 P，孤波宽度正比于 $\sqrt{Q}$．计算表明并不是对所有四个离子声波模 λ，都对应存在孤波，当 $\lambda = \lambda_2$，和 $\lambda = \lambda_4$ 时(26)式中的双曲正割函数的宗量变成虚数而蜕化成周期函数．只有 $\lambda = \lambda_1$ 和 $\lambda = \lambda_3$，分别产生慢孤波和快孤波．一般情况下，慢孤波振幅比快孤波振幅大得多．下面分别给出计算结果．

(1) 慢弧波

慢孤波对应的 λ 主要由背景等离子体温度 θ_1 决定，当背景离子温度与电子温度相同时 ($\theta_1 = 1$) 相速大约为冷离子时声速的 2 倍((13) 式)．因此孤波的速度 M 也稍高于此值．孤波振幅随背景离子温度增加而减小，这是预料中的事实．给定背景离子温度(如 $\theta_1 = 1$)，孤波振幅和速度 V_0，温度 θ_2 有关，而很少依赖束流密度(弱束流假定)见图 1．由图可见，振幅对束流速度和温度的关系中有一个特殊的反转点，接近这点时振幅变化，(增加或减小)甚至可以得到负孤波，即密度扰动的一稀疏穴传播．束流速度很高时，孤波振幅渐近地趋于常量．如果束流中离子温度比电子的高得多，如磁层等离子片中情形，同样做了计算，只要用方程，

$$n_{eb} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \beta \theta_2 \frac{\partial n_{eb}}{\partial x} = 0$$

代替方程(4)即可．公式中 β 是束流中电子温度与离子温度的比值．结果见图 2．

(2) 快孤波

快孤波的 λ 主要由束流速度和温度决定，由于束流的温度和速度都很高(对应极光沉

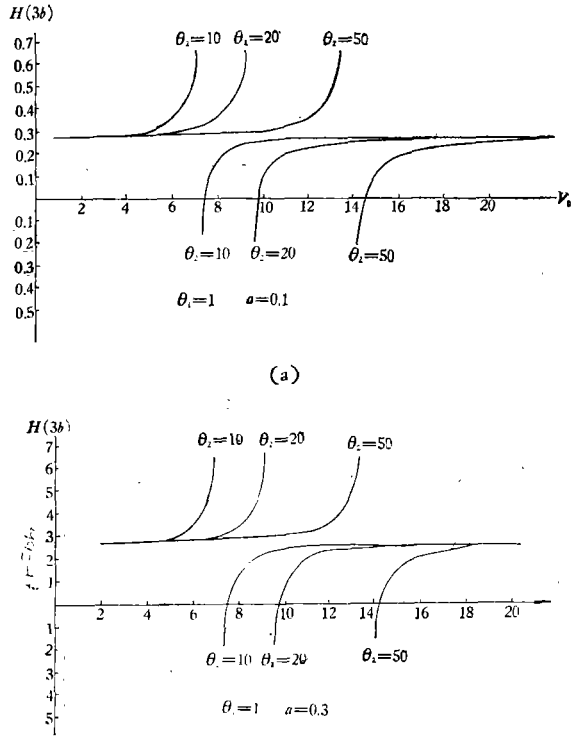


图 1　慢孤波振幅对束流速度的关系

Fig. 1　Amplitude of the slow solitary wave vs beam velocity

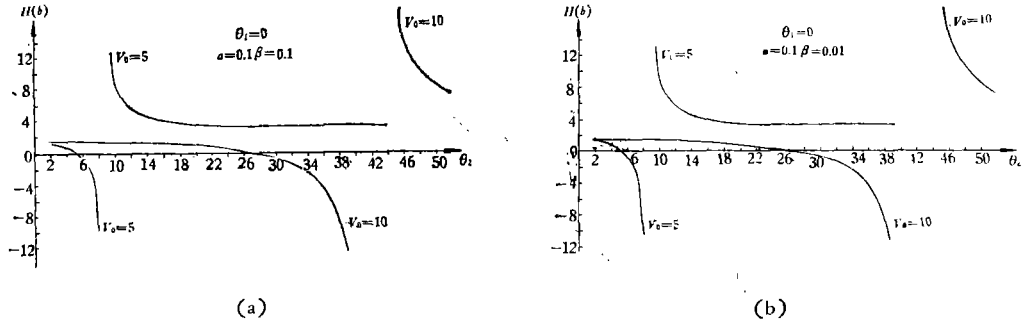


图 2　慢孤波振幅对束流温度的关系

Fig 2.　Amplitude of the slow solitary wave vs beam temperature

降等离子体)一般说孤波的速度也很高,可以达背景声速的十几倍到几十倍. 孤波振幅依赖于束流温度而与速度 V_0 无关,给定束流密度，快孤波振幅迅速地随束流温度增加而减小. 见图 3. 温度确定时,振幅随束流密度线性增大，见图 4. 因此，只是在低温高密度束等离子体情况,快孤波振幅可能相对高些.

最后讨论慢孤波振幅对束流等离子参量关系中那个特殊的反转点. 对于这点，目前

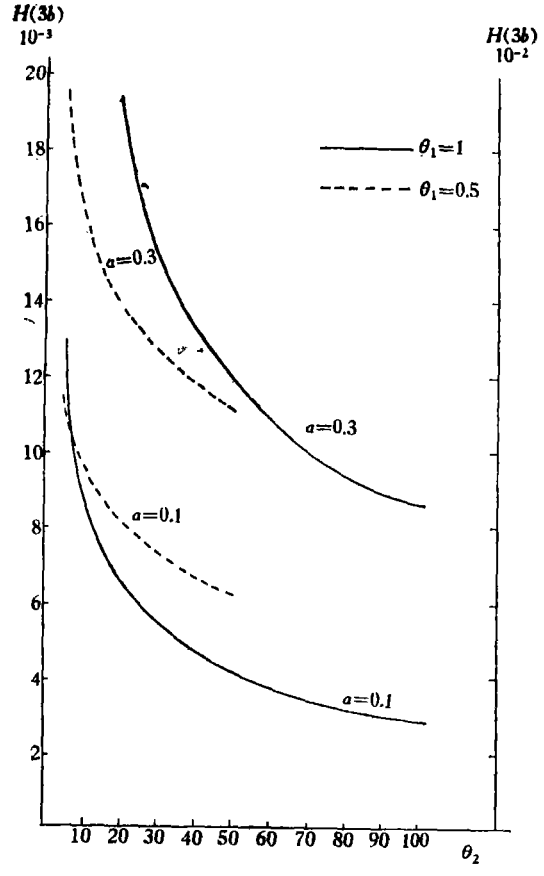


图 3 快孤波振幅对束流温度的关系

Fig. 3 Amplitude of the fast solitary wave vs beam temperature

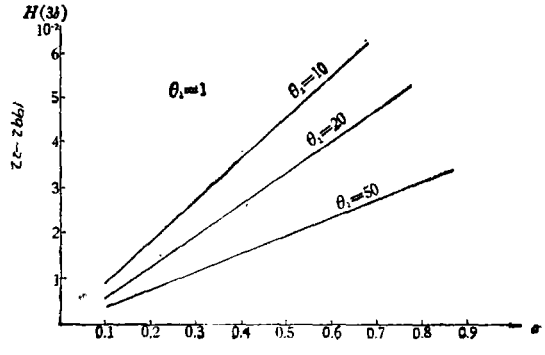


图 4 快孤波振幅对束流等离子密度的关系

Fig. 4 Amplitude of the fast solitary wave vs beam density

还不能很好地解释它产生的原因,因为它不是一般的共振点,而是奇点. 接近这点孤波振幅明显变化，显然不能取奇点及左侧邻域上的解做物理解，数学上它又不满足展开条件 $\varepsilon n^{(1)} \ll n_0$. 这点发生在 $P \to 0$，这时方程 (23) 式非线性趋于 0，是否可能是复杂的等离

子体参数配合，在某点上消除非线性而出现这种数学上的奇异性？这样只应取奇点右侧邻域解，振幅也变小而趋于零．远离开这点，在宽广的参数范围，解是很稳定的．而且当 $v_0 \to 0$，$a \to 0$ 时，解就回到无束流情况的解．因此在反转点右侧仍然能够存在满足上述展开条件的正、负两种孤波．虽然负孤波存在的参数区比较窄，仍有理论上的意义．Buti 曾表明在多成份等离子体系统负孤波存在是可能的[10]．极光等离子体沉降可以认为是一束或多束流，由上面理论预测这种等离子系统将会激发多孤波组成的离子声湍流．Temerin[9] 等人由卫星观测到极光沉降等离子体中的离子声孤波与电双层，与本文的理论结果也是一致的．

致谢：十分感谢赵凯华教授对本文有益的讨论．

参　考　文　献

[1] Alfvén, H., *Tellus*, Vol. **10**, p. 104, 1958.
[2] Block, L .,*Cosmic Electrodynamic*, Vol. **3**, p. 349, 1972.
[3] Moiseev, S. S. and R. Z. Sagdeev, *J. Nucl. Energy*, Pt. C, p. 43, 1963.
[4] Tidman, D. A. and N. A. Krall, Shock Wave in Collisionless Plasma, Chap. 6, 1971.
[5] Kan, J. R., *J. Geophys. Res.*, Vol. **80**, p. 2089, 1975.
[6] Washimi, M. and T. Taniuti, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **17**, p. 966, 1966.
[7] Taniuti, T. and C. C. Wei, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. **24**, p. 941, 1968.
[8] Witt, E. and W. Lotko, *Phys. Fluids*, Vol. **26**, p. 2176, 1983.
[9] Temerin, M. et al., *Phys. Rev. Lett*, Vol. **48**, p. 1175, 1982.
[10] Buti, B., *Phys. Lett.*, Vol. **76**A, p. 251, 1980.

Ion Acoustic Solitary Waves in a Beam Plasma System

Song Li-ting
(Dept. of Geophysics, Peking University)

Abstract

For a warm beam plasma moves through the background plasma, the Korteweg de-Vries equation is derived by using the reduced pertubation method for hydrodynamic equations governing the plasma system. Under the weak beam conditions, there are four ion acoustic wave modes, of which, two correspond to the slow and fast solitary waves. The amplitudes of these solitary waves in relation with the parameters of plasma are calculated. It is found that large positive and negative solitary waves can occur over certain parameter ranges.