

星間現象 16a

プラズマ中のダスト音波

大阪大学 大学院理学研究科 宇宙地球科学専攻 博士前期課程 1年
加藤 広樹

1. Introduction

本集録は Rao, Shukla & Yu, Planet, Space Sci., 38, 543, 1990 のレビューである。小惑星帯、彗星の尾、惑星のリング、地球の電離層等はダストプラズマと呼ばれ、サブマイクロメートル (μm 以下) 程の大きさで、約 10^{-9}g の重さのダストを含んでいる。プラズマ中にはこのダストの他に、電子と正に帯電したイオンがある。電子質量はイオン質量に比べて小さい為、プラズマ中では電子がイオン速度よりも早く動いており、その為ダストへの衝突率はイオンのものよりも電子のものが大きいので、ダストは負に帯電している。このようなダストを含むプラズマ中では、ダスト音波と呼ばれる特殊な音波が見られ、実観測に役立てたり、物理的な興味のためにその特徴を調べる。

2. 線形解析

前述したようにダストプラズマは電子、イオン、ダストの三つの要素から成るとすると、音波の為、1次元方向だけを考えて、以下の連続の式、運動方程式、ポアソン方程式の三式が得られる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv) = 0 \quad \text{ダストの連続の式}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{Ze}{m} \frac{\partial \phi_{all}}{\partial x} \quad \text{ダストの運動方程式}$$

$$\frac{\partial^2 \phi_{all}}{\partial x^2} = -4\pi e(n_i - n_e - Zn) \quad \text{ポアソン方程式}$$

ここで記号は以下の意味で導入した

ϕ_{all} : 静電ポテンシャル

n_i : イオン密度

n_e : 電子密度

ダストの値

n : 数密度

m : 質量

$-Ze$: 電荷

v : 速度

この三式だけでは線形解析ができないので、電子とイオンのボルツマン分布を考え、さらに非摂動時にプラズマが中性状態にあるという準中性条件を考える。

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) \quad \text{イオンのボルツマン分布}$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad \text{電子のボルツマン分布}$$

$$n_{i0} = n_{e0} + Z n_0 \quad \text{準中性条件}$$

この時の記号は以下のように定義した

T_i : イオンの温度	n_{i0} : イオンの非摂動の数密度
T_e : 電子の温度	n_{e0} : 電子の非摂動の数密度
	n_0 : ダストの非摂動の数密度

摂動を $\exp[i(kx - \omega t)]$ の形として、上記の六つの基礎方程式を使い線形解析をする。結果を整理すると、以下の分散関係式となる。

$$\omega^2 = C_S^2 k^2 \left[1 + \frac{k^2 \lambda_{De}^2}{1 + \eta \delta}\right]^{-1} \quad \text{分散関係}$$

この形の波をダスト音波と呼び、記号は以下のように定義した。

$$\delta = \frac{n_{i0}}{n_{e0}}, \quad \eta = \frac{T_e}{T_i}, \quad \lambda_{De} = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_{e0} e^2}\right)^{1/2}$$

$$C_S^2 = \frac{Z k_B T_i T_e (n_{i0} - n_{e0})}{m (T_i n_{e0} + T_e n_{i0})}$$

この時 $C_S^2 \propto Z (n_{i0} - n_{e0}) > 0$ であり、その他の記号も全て正である為、 $\omega^2 > 0$ となり安定した振動解のみが存在するとわかる。

分散関係式の極限を見てみると、長波長極限 ($k\lambda_{De} \ll 1$) と短波長極限 ($k\lambda_{De} \gg 1$) でそれぞれ

それぞれ $\omega \approx C_S k$ 、 $\omega \approx \frac{C_S}{\lambda_{De}}$ となり、長波長極限でのみ波が伝播することがわかる。

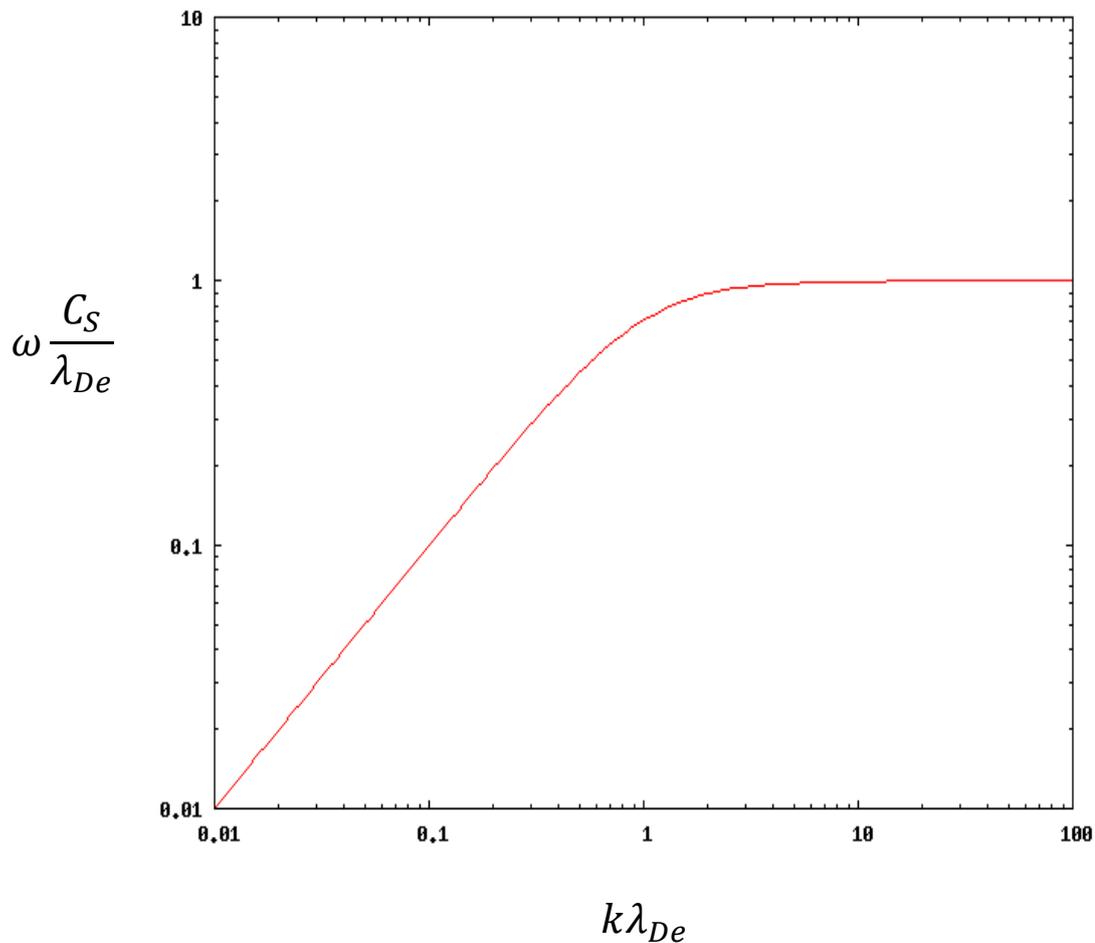


図1 波長 $k\lambda_{De}$ の変化に対する $\omega \frac{c_s}{\lambda_{De}}$ の変化グラフ

3. 実観測

式から予想されるダスト音波は非常に遅いものであり、Barkan, Merlino & D'Angelo, *Physics of Plasmas*, 2, 3563, 1995 によると、ダストの大きさ $\sim 5\mu\text{m}$ 、ダストの重さ $\approx 10^{-9}\text{g}$ 、ダストとイオンの密度比 $\epsilon = \frac{n_d}{n_i} \approx 10^{-4}$ の条件で、実験室でダスト音波を再現したところ位相速度 $\approx 10\text{cm/s}$ であった。

また、ハレー彗星の尾でも実際にこの音波は観測されており、Laakso & Harri, *Journal, Geophysical Res.*, 96, 7731, 1991 にその様子は記されている。図2、3はその模式図であり、図2において右に行くほど彗星の本体に近づいている。A領域に差し掛かると急に電子密度の増加が大きくなるが、これはこの地点から電子が流体的に振る舞うようになる影響である。ダストの密度もほとんど同じように増加するのだが、流体的になってすぐは電子以上に密度増加が激しくなっており、その後しばらくすると落ち着いて、電子

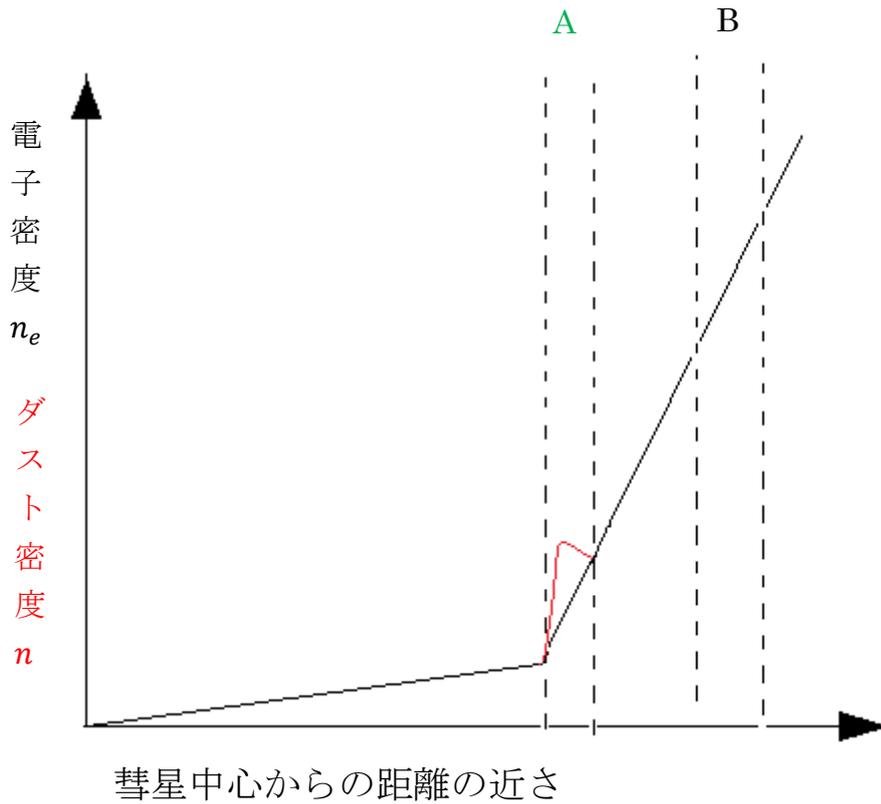


図2 彗星からの距離とその時の電子、ダスト密度の模式図

密度と同じような割合で、ダストの密度も増加するようになる。図2のA領域とB領域を比べると、B領域の方がプラズマ中の電子密度は大きい、プラズマ中のダストの比率はA領域の方が大きいのがわかる。図3はこの二領域のパワースペクトルの模式図である。電子密度だけで考えると、B領域の方が電子密度は大きいので、パワースペクトルは全周波数領域で、B領域のものがA領域のものの上を通るはずである。しかし、実際には低周波領域において、ダスト音波の影響が大きいA領域のパワースペクトルはB領域のパワースペクトルの上をいくのである。なお、高周波領域でもA領域のパワースペクトルがB領域のパワースペクトルの上を通っているが、これは観測器とダストの作用による影響であり、ダスト音波とは関係がない。

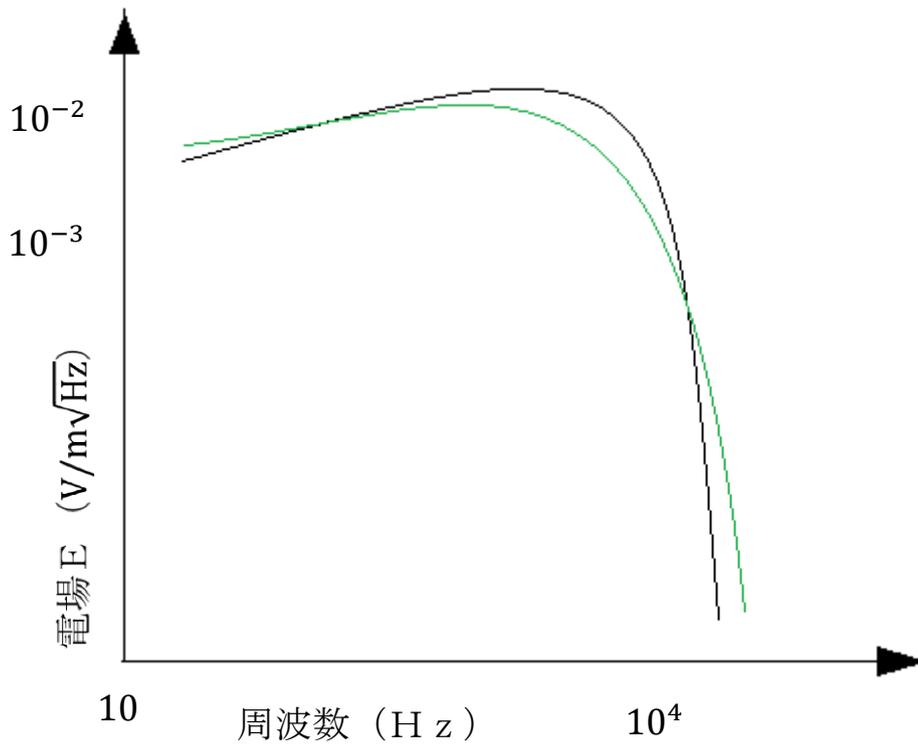


図3 A領域とB領域のパワースペクトルの模式図

4. 結論

- (1) 線形解析の結果、長波長極限で波が伝搬することが得られる。
- (2) 観測の結果、速度の大きさが 10 cm/s 程の非常に遅い奇妙な波が見られる。
- (3) ハレー彗星の観測から、低周波領域でパワースペクトルの増加が見られる。

参考文献

- Rao, Shukla & Yu, Planet, Space Sci., 38, 543, 1990
 Barkan, Merlino & D' Angelo, Physics of Plasmas, 2, 3563, 1995
 Laakso & Harri, Journal, Geophysical Res., 96, 7731, 1991