レーザーオリジナル

高密度重水素の粘性と音波の減衰

井上和子*・有安富雄*

(1985年7月22日 受理)

Viscosity and Attenuation of Sound Wave in
High Density Deuterium

Kazuko INOUE* and Tomio ARIYASU*

(Received July 22, 1985)

The penetration of low frequency sound wave into the fuel deuterium is discussed as for laser fusion. The sound velocity and the attenuation constant due to viscosity are calculated for high density ($n=10^{24}\sim 10^{27}\text{ cm}^{-3}$, $T=10^{-1}\sim 10^4\text{ eV}$) deuterium. The shear viscosity of free electron gas and the bulk viscosity due to ion-ion interaction mainly contribute to the attenuation of sound wave. The sound wave of the frequency below 10^9 Hz can easily penetrate through the compressed fuel deuterium of diameter $1\sim 10^3\text{ }\mu\text{m}$.

1. はじめに

レーザー核融合のペレットでは、D-T混合燃料（ガスまたは固体状態）を、最終的に密度 $10^{25}\sim 10^{26}\text{ cm}^{-3}$ 、温度 10^4 eV の高温高密度にして点火を起こす事をめざしている。このような高温高密度状態は、今のところ、地球上では実在しないので、理論的な計算によって上記の状態に至る過程での諸物性を推定することが、ペレット圧縮過程を理解する上で必要になる。

我々は、重水素について、通常の1気圧下で得られる密度、温度範囲から、 10^{27} cm^{-3} 、 10^4 eV に至る過程での種々の熱力学量、輸送量等を計算により求めてきた^{1,2)}。本研究では、密度範囲 $10^{24}\sim 10^{27}\text{ cm}^{-3}$ 、温度範囲 $10^{-1}\sim 10^4$

eV の液体金属状態¹⁾の重水素に関して、低振動数の協力運動による音波の伝播について考察する。

まず2節で低振動数の協力運動による音波の速さ（音速）を計算により求める。次に、3節でこのような低振動数の協力運動に対する粘性を求め、粘性を原因とする音波の減衰について検討する。4節で、取り扱う低振動数の範囲について具体的に検討する。更に、以上をもとにして、5節でレーザー核融合のペレットサイズにおける音波の透過について考察する。

なお、以下のすべての計算にわたって、電子とイオンは平衡状態にあるとし、イオン温度 T_i と電子温度 T_e は等しいとする。この事の妥当性については4節で検討する。

* 関西大学工学部（〒564 吹田市山手町3-3-35）

* Faculty of Engineering, Kansai University (3-3-35, Yamate-cho, Suita, 564)

2. 低振動数音波の音速

今、音波の波長 λ が、粒子間距離 a (ただし、 a は目安としてイオン球半径とする。 $4\pi a^3/3=1/n$) より十分長い時には、物質は連続的な粘弾性体として扱うことができる。この時、平面音波中の微小な変位 ξ は、

$$\xi = \xi_0 e^{i\omega(t-\frac{x}{u})} e^{-\alpha x} \quad (1)$$

と表わすことができる。ここで、 ω は角振動数、 u は波の伝わる速さ、 α は波の減衰定数である。等方性物質では、たて波の音速 u は、等エントロピー下の体積弾性率 K_s と、ずれ弾性率 G を用いて、

$$u = \left(\frac{K_s + \frac{4}{3}G}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

で計算される。通常の気体、液体の様に $K_s \gg G$ の場合、これは

$$u = \left(\frac{K_s}{\rho} \right)^{1/2} = \left[\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \right]^{1/2} \quad (3)$$

となる。ここで P は系全体の圧力、 ρ は密度である。 K_s^{-1} は系を断熱的に圧縮する時の体積圧縮率で、原子1個あたりの体積 v と温度 T の関数として求めた系全体の圧力 $P(v, T)$ と、定積比熱 $C_v(v, T)$ を用いて次の様に表わすことができる。

$$K_s = -v \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T - \frac{T (\partial P / \partial T)_v^2}{C_v} \right\} \quad (4)$$

今、この系は重水素イオン (重水素原子核) と電子気体とから成りたち、系の全エネルギー $\epsilon(v, T)$ は、イオンの運動エネルギー $\epsilon_{\text{ion ki.}}(v, T)$ 、電子の運動エネルギー $\epsilon_{\text{elec. ki.}}(v, T)$ 、電子の交換相互作用エネルギー $\epsilon_{\text{elec. ex.}}(v, T)$ 、更に相互作用による内部エネルギー $\epsilon_{\text{ion int.}}(v, T)$ の和で表わせると考えられる。この系の様に密度が大きい場合、電子を自由電子と考える近似は、通常の金属の場合よりずっとよい近似となり¹⁾、クーロン相互作用による高次の項は無視することができる。それぞれ、イオンは古典粒子とし、また電子は縮退を考慮した自由粒子として上記エネルギーを求めると、粒子1個あ

たりのエネルギーは以下の様になる。

$$\epsilon_{\text{ion ki.}} = \frac{3}{2} k_B T \quad (5)$$

ただし k_B はボルツマン定数。

$$\epsilon_{\text{elec. ki.}} = \frac{1}{N} \int_0^\infty \epsilon D(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (6)$$

ただし、 $D(\epsilon)$ は自由電子の状態密度、

$f(\epsilon)$ はフェルミ分布関数である。

$$\epsilon_{\text{elec. ex.}} = -\frac{8\pi e^2}{h^4 n} \times \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{P_i P_j \ln \left| \frac{P_i + P_j}{P_i - P_j} \right| dP_i dP_j}{\left\{ e \left(\frac{P_i^2}{2m} - \mu \right) / k_B T + 1 \right\} \left\{ e \left(\frac{P_j^2}{2m} - \mu \right) / k_B T + 1 \right\}} \quad (7)$$

相互作用による内部エネルギー $\epsilon_{\text{ion int.}}(v, T)$

としては、OCP(one component plasma) モデルを用いて、以下の様にする。

結合係数 $\Gamma (\Gamma = (e^2/a) / (k_B T))$ が、 $0.5 < \Gamma \leq 160$ の強結合の時は、Slattery³⁾ 等が求めた近似式

$$\epsilon_{\text{ion int.}} = k_B T (-0.89752\Gamma + 0.94544\Gamma^{1/4} + 0.17954\Gamma^{-1/4} - 0.80049) \quad (8)$$

を、又、 $0.05 \leq \Gamma \leq 0.5$ ではBerggren⁴⁾ が求めた内部エネルギーに基づく近似式¹⁾

$$\epsilon_{\text{ion int.}} = -k_B T (0.02658 - 1.228\Gamma + 26.39\Gamma^2 - 234.5\Gamma^3 + 1.227 \times 10^3 \Gamma^4 - 3.938 \times 10^3 \Gamma^5 + 7.969 \times 10^3 \Gamma^6 - 1.020 \times 10^4 \Gamma^7 + 7.992 \times 10^3 \Gamma^8 - 3.501 \times 10^3 \Gamma^9 + 656.2\Gamma^{10}) \quad (9)$$

を、又、 $\Gamma < 0.05$ ではDebye-Hückel近似、

$$\epsilon_{\text{ion int.}} = k_B T (-\sqrt{3} \Gamma^{3/2} / 2) \quad (10)$$

を用いる。

以上のエネルギー式を用いて、系の全圧力 $P(v, T)$ は、

$$P(v, T) = \frac{2}{3v} (\epsilon_{\text{elec. ki.}} + \epsilon_{\text{ion ki.}}) + \frac{1}{3v} (\epsilon_{\text{elec. ex.}} + \epsilon_{\text{ion int.}}) \quad (11)$$

で与えられる。この圧力をもとに(4)式に従って体積弾性率 k_s を求める。この時、定積比熱は、

$$C_v = \partial \epsilon(v, T) / \partial T (r) \quad (12)$$

である。

ずれ弾性率 G は、音を伝えるイオンの変位に対するずれ応力に起因し、イオン間相互作用ポテンシャル $\phi(r)$ とイオンの動径分布関数 $g(r)$ を用いて以下の様に表わすことができる⁵⁾。

$$G = nk_B T \left(1 + \frac{4}{15} I_1 + \frac{1}{15} I_2 \right) \quad (13)$$

$$I_1 = \frac{n}{2k_B T} \int g(r) r \frac{d\phi(r)}{dr} dv$$

$$I_2 = \frac{n}{2k_B T} \int g(r) r^2 \frac{d^2\phi(r)}{dr^2} dv$$

ここで、動径分布関数 $g(r)$ については、 $2 \leq \Gamma \leq 160$ でGalani等のOCPモデルに基づく計算結果⁶⁾を、 $\Gamma = 1, 0.5$ でSpringer等の求めた動径分布関数⁷⁾を、 $\Gamma \leq 0.1$ ではDebye-Hückel近似によるものをそれぞれ用いる。

また、イオン間2体ポテンシャル $\phi(r)$ には、電子の遮蔽を考慮し、温度に依存した線型化されたThomas-Fermi型のポテンシャル、 $\phi(r) = (e^2/r) \exp(-\kappa_{\text{TFL}} r)$ を用いる。遮蔽係数 κ_{TFL} は、以下の様になる⁸⁻¹⁰⁾。

$$\kappa_{\text{TFL}}^2 = \frac{4\pi n e^2}{k_B T} \left\{ \frac{1}{2} (2mk_B T)^{3/2} F_{-1/2}(\alpha) \right\} / (4\pi^2 \hbar^3 n)$$

$$F_{-1/2}(\alpha) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{1 + e^{(x-\alpha)}} dx \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{\mu}{k_B T}$$

以上の計算により求めた体積弾性率 k_s は、ずれ弾性率に比して大きく、主に音速に寄与するのは、通常の液体と同じく k_s である。

(2)式により求めた音速の温度依存性を密度を

Fig.1 The velocity of longitudinal wave versus temperature, with the parameter of density.

パラメーターとしてFig.1に示す。低温 ($T \ll T_f$: T_f はフェルミ温度)で、音速は主に縮退した電子の運動エネルギーに起因し、高温 ($T \gg T_f$)では、古典的な電子およびイオンの運動エネルギーに起因する。この高温領域では、音速は

$$u \approx \left\{ \frac{1}{M} \left(2 + \frac{4}{3} \right) k_B T \right\}^{1/2} \quad (15)$$

となる。(15)式は、イオン音波の音速とよく似ているが、今考えている音波は圧力勾配に起因するもので、電気的復元力を原因とするイオン音波とは異ったものである。なお、圧力勾配に起因する音波のランダウ減衰については、4節で検討する。

3. 低振動数の協力運動に対する粘性

液体金属状態の場合、音波のエネルギーは、イオン-イオン相互作用による粘性によって失われる他に、音波によるイオンの密度変化に誘起された電場に伴う電子電流によっても失われてゆく。

イオン-イオン相互作用による体積粘性率 ζ_{i-i} は、RiceとKirkwood¹¹⁾により、

$$\zeta_{i-i} = \frac{n^2}{18\gamma} \int r^2 \left[\frac{\partial^2 \phi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi(r)}{\partial r} \right] g(r) dv \quad (16)$$

ここで、摩擦係数 γ として

$$\gamma^2 = \frac{n}{3M} \int r^2 \phi(r) g(r) dv \quad (17)$$

を用いる¹¹⁾。また、イオン-イオン相互作用によるずれ粘性率 η_{i-i} は¹¹⁾、

$$\eta_{i-i} = \frac{n^2}{30\gamma} \int r^2 \left[\frac{\partial^2 \phi(r)}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial \phi(r)}{\partial r} \right] g(r) dv \quad (18)$$

音波の振動数が低く、音波の波長 λ に比して、電子の平均自由行路 $\bar{l}_e$ が小さい場合 ($\bar{l}_e \ll \frac{\lambda}{2\pi}$)、すなわち、電子の衝突が十分に激しい場合には電子気体の粘性がそのまま音波の吸収に寄与すると考えられる¹²⁾。気体のずれ粘性率の一番簡単な運動論的表式は¹²⁾、

$$\eta_e = \frac{1}{3} n m \overline{l_e v_e} = \frac{1}{3} n m \overline{v_e^2 \tau_e} \quad (19)$$

である。ここで m は電子の質量、 τ_e は電子の衝突緩和時間。自由電子気体の場合、縮退も考慮すると速さの2乗の平均 $\overline{v_e^2}$ については、

$$\frac{1}{2} m \overline{v_e^2} = \frac{1}{N} \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon \quad (20)$$

また、電子の緩和時間 τ_e は、以前に我々が求めた²⁾ 電子の電気抵抗率 ρ^* をもとにして

$$\tau_e = \frac{m}{n e^2} \frac{1}{\rho^*} \quad (21)$$

Fig.2 The electrical resistivity versus temperature.

Fig.3 The bulk viscosity caused by ion-ion interaction, versus temperature.

とする。ここで、電子の散乱原因は、イオン密度のゆらぎによるもの¹³⁾と、電子どうしの衝突によるもの¹⁰⁾を考慮している。

電子の電気抵抗率 ρ^* の温度依存性を Fig. 2 に、また得られた粘性係数 ζ_{i-i} , η_{i-i} , η_e の温度依存性を、それぞれ Fig. 3~5 に示す。

Fig.4 The shear viscosity caused by ion-ion interaction, versus temperature.

Fig.5 The electronic shear viscosity versus temperature.

Fig. 2において、電気抵抗は低温側から徐々に増加し、最大値を経て高温側で減少している。最初の抵抗の増加は、まだ電子の縮退が残っている領域で、イオンの乱れの増加に起因している。フェルミ温度 T_F を越すと、イオン、電子共に古典粒子となり、抵抗は温度と共に減少するようになる。Fig. 3, 4, 5よりイオン-イオン相互作用によるずれ粘性率は、体積粘性率よりオーダーが小さく、音波の減衰にほとんど寄与しない。逆に電子のずれ粘性率は、体積粘性率とほぼ同じかまたは大きいオーダーで音波の減衰に対する寄与は無視できないことがわかる。

音波のエネルギー損失については、体積粘性率 ζ 、ずれ粘性率 η 、それに熱伝導率 κ を用いて、その減衰定数 α を、

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho u^3} \left\{ \left(\zeta + \frac{4}{3}\eta \right) + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right\} \quad (22)$$

と表わすことができる。以下、本論文では、音波の減衰について、熱伝導の寄与を、(更には熱輻射の寄与をも)無視し、粘性による減衰の

Fig. 6 The viscosity contributing to attenuation constant of sound wave, $(\zeta + \frac{4}{3}\eta)$, versus temperature.

み考える。この系では $\zeta = \zeta_{i-1}$, $\eta = \eta_{i-1} + \eta_e$ であり、 $(\zeta + \frac{4}{3}\eta)$ をFig. 6に示す。 $T < T_F$ で、 $(\zeta + \frac{4}{3}\eta)$ の大きさは、イオン-イオン相互作用による体積粘性率と電子のずれ粘性率との兼ね合いで決るが、温度依存性は電子のずれ粘性率の温度依存性に支配され、温度と共に減少する。一方、 $T > T_F$ で、 $(\zeta + \frac{4}{3}\eta)$ の大きさ、温度依存性共にほとんど電子のずれ粘性率に支配され、温度と共に増加する。

また減衰定数 α は ω^2 に比例するが、その係数

$$\frac{\alpha}{\omega^2} = \frac{(\zeta + \frac{4}{3}\eta)}{2\rho u^3} \quad (23)$$

をFig. 7に示す。

4. とり扱う低振動数の範囲

2節および3節で低振動数の音波を扱う事を、強調したが、この場合の低振動数の範囲について考察する。

まず第1に、この系を連続体として扱う事ができるには、 $\lambda \gg a$ である必要がある。これは振動数 ν ($\omega = 2\pi\nu$)の条件に直すと、 $\lambda = u/\nu$ を用いて

$$\frac{u}{\nu} \gg a \quad \text{すなわち} \quad \nu \ll \frac{u}{a} \quad (24)$$

となる。

Fig. 7 The coefficient of attenuation constant with respect to ω^2 , versus temperature.

第2に、微小変位が(1)式の様な減衰する波の式で書けるには、1波長での減衰は小さいものでなければならない。すなわち、 $1/\alpha \gg \lambda/2\pi$ であることが必要であり、振動数条件に直すと、

$$\frac{2\rho u^3}{\omega^2(\xi + \frac{4}{3}\eta)} \gg \frac{u}{\omega}$$

$$\text{すなわち } \nu \ll \frac{2\rho u^2}{2\pi(\xi + \frac{4}{3}\eta)} \quad (25)$$

となる。

第3に、電子気体の粘性そのものが、音波の減衰に寄与するための条件 $q\bar{l}_e \ll 1$ すなわち、 $\bar{l}_e \ll \lambda/2\pi$ は、 $\bar{l}_e = \bar{v}_e \bar{\tau}_e$ を用いて、

$$\nu \ll \frac{u}{2\pi \bar{v}_e \bar{\tau}_e} \quad (26)$$

となる。ここで(20)式を用いて、 $\bar{v}_e = (\bar{v}_e^2)^{1/2}$ とする。

第4に、 $T > T_f$ では、音速 u とイオンの速さ v_i とがほぼ等しくなる。この領域で音波のランダウ減衰を避けるためには、イオンの平均自由行路 $\bar{l}_i$ が $\bar{l}_i \ll \lambda/(2\pi)$ でなければならない。ところで、イオンと電子の質量の違いから $\bar{l}_i \ll \bar{l}_e$ であるので、(26)式が充たされれば、当然 $\bar{l}_i \ll \lambda/(2\pi)$ は充たされていることになる。

第5に断熱的音波としてとり扱えるためには、熱伝導の時間 T' が、音波の周期 T に比して大きくなければならない。熱拡散率 D_T を用いて、 $T' \approx \lambda^2/D_T = u^2/(D_T \nu^2)$ 、 $T = \nu^{-1}$ である事を考慮すると、 $T' \gg T$ は

$$\nu \ll \frac{u^2}{D_T} \quad (27)$$

となる¹⁴⁾。熱拡散率 D_T は $D_T = \kappa/(\rho C_v)$ で与えられる^{5,15)}。我々が以前に求めた電子による熱伝導率 κ^2 、およびこの系全体の比熱 C_v^2 を代入してみると、(27)式は、ほぼ(26)式と同じオーダーの条件となるが、振動数について(26)式より厳しい条件とならない。従って(26)式を充たす振動数は、断熱条件(27)式をも充たす。

(24), (25), (26)式より、それを $\nu = u/a$ 、 $\nu = 2\rho u^2/12\pi(\xi + \frac{4}{3}\eta)$ および $\nu = u/(2\pi \bar{v}_e \bar{\tau}_e)$ の成りたつ振動数 ν を密度をパラメーターとして温度に対してプロットし、Fig. 8, Fig. 9, Fig. 10

Fig. 8 The frequency corresponding $\lambda = a$, versus temperature.

Fig. 9 The frequency corresponding to $\frac{1}{a} = \frac{\lambda}{2\pi}$, versus temperature.

Fig. 10 The frequency corresponding to $\bar{l}_e = \frac{\lambda}{2\pi}$, versus temperature.

(a)

(b)

(c)

(d)

Fig.11 The frequency corresponding to $\alpha x=1$ in case of (a) $x=1$ [μm], (b) $x=10$ [μm], (c) $x=100$ [μm] and (d) $x=1000$ [μm], versus temperature.

に示す。各図において、それぞれの曲線より低い振動数が、(24)式、(25)式、(26)式を充たす振動数領域である。これ等3つの図より、周波数 10^{10} Hz以下の振動数ならば、(1)式に示す様な減衰項を持った低振動数音波として、今考えている密度および温度範囲 ($10^{24} \sim 10^{27} \text{ cm}^{-3}$, $10^{-1} \sim 10^4 \text{ eV}$) のどの領域でも十分に伝播し得ることがわかる。振動数が 10^{10} Hzを超えて大きくなると、まず(26)式が成り立たなくなり、自由電子による ω に比例した減衰定数^{12,14)}が現われる様になる。しかし、ほぼ同時に断熱条件(27)式も充たされなくなる。すなわち、電子の熱伝導による熱拡散のために、音波の断熱性そのも

のが充たされなくなる。更に振動数を大きくしてゆくと、 $1/\alpha \gg \lambda/2\pi$ の(25)式が充たされなくなるが、熱伝導率 κ を考慮すると、(25)式は

$$\nu \ll \frac{2\rho u^3}{2\pi\left\{\left(\zeta + \frac{4}{3}\eta\right) + \kappa\left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p}\right)\right\}} \quad (28)$$

となり振動数に対してはもっと厳しい条件となる。従って、 10^{10} Hz以上の振動数では、個々の密度、温度について、音波が伝播し得るかどうか、伝播し得るとしたらどのような形の音波であるかについて細かく検討しなおさねばならない。

最後に、我々の計算は、すべて $T_i = T_e$ とし

て行なったが、この事の妥当性について検討してみる。電子とイオンが同じ温度になる特徴的時間 τ_{ei} は、電子とイオンのクーロン衝突による運動量の変化に着目した緩和時間 τ_{ei} の M/m 倍となる¹⁵⁾。重水素の場合 $M/m \approx 3700$ である。(21)式の ρ^* に電子-イオン散乱による電気抵抗率²⁾を入れて τ_{ei} を求め、更に τ_{ei}^e を求めると $1/\tau_{ei}^e$ は $1.7 \times 10^9 \sim 4.2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ の間に分布する。 $1/\tau_{ei}^e$ が 10^{10} s^{-1} より小さくなるのは、密度約 10^{24} cm^{-3} で、温度 10^3 eV 以上のごく一部の領域となるので、この領域を除くと、 10^{10} Hz 以下の振動数の音波については、 $T_i = T_e$ とすることができる。

5. レーザー核融合のペレットサイズでの音波の透過

4節で述べた振動数 10^{10} Hz 以下の音波の、ペレットサイズでの減衰について検討してみる。

今、直径 $d = 10 \sim 10^3 \mu\text{m}$ 程度の固体ペレット ($\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) を用意し、単純に密度を 10^3 倍にするとすれば、得られる直径は $d = 1 \sim 10^2 \mu\text{m}$ となる。実際のペレットも圧縮前後の全領域について $d = 1 \sim 10^3 \mu\text{m}$ の範囲にあると思われるので、以下 $1 \sim 10^3 \mu\text{m}$ の距離での音波の減衰について考える。

音波の振幅の減衰項 $e^{-\alpha x}$ より、 $x = 1 \sim 10^3 \mu\text{m}$ として、振幅が e^{-1} になる振動数、すなわち $\alpha x = 1$ になる振動数を求める。Fig. 11 (a) ~ (d)に、各 x の値に対して、 $\alpha x = 1$ になる振動数 ν の温度依存性を、密度をパラメーターとして示す。振幅が e^{-1} になる事を減衰の目安とするならば、この曲線より振動数の低い音波は、それぞれのペレット径の距離を、余り減衰しないで透過するとしてよい。従って 10^{10} Hz 以下の振動数の音波は、我々の考慮しているどの密度、温度、ペレット径でも透過するようになる。

ところで、上記の最大振動数 10^{10} Hz の音波の波長について考えてみると、音波が $4.0 \times 10^6 \text{ cm/s}$ (10^{24} cm^{-3} , $T < 1 \text{ eV}$) から $2.2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ (すべての密度, $T = 10^4 \text{ eV}$) の間にあるので、波長は $4.0 \mu\text{m}$ から $2.2 \times 10^2 \mu\text{m}$ の間に分布する。

この事は、直径 $10^2 \sim 10^3 \mu\text{m}$ 程度で密度、温度共に小さい圧縮の初期のうち、波長はペレット径より充分小さいが、圧縮が進み密度、温度共に高くなってペレット径が $1 \sim 10^3 \mu\text{m}$ になると、波長はペレット径よりも長くなってしまいう事を示している。

圧縮の進んだ状態で、ペレットの直径より波長の小さな音波を進入させようとすれば、少なくとも周波数 $10^{11} \sim 10^{12} \text{ Hz}$ の音波でなければならない。(26)式の条件を示すFig. 10より、この周波数の音波は、 $10^{26} \sim 10^{27} \text{ cm}^{-3}$ の高密度では存在する可能性はある。また、この様な高密度で径が $1 \sim 10 \mu\text{m}$ なら Fig. 11 (a), (b)より減衰も余り強くはない。しかし、振動数 $10^{11} \sim 10^{12} \text{ Hz}$ の音波の存在については、4節で述べた様に、イオンと電子の等温条件も含めて慎重に検討する必要があると思われる。

6. 結 論

高密度重水素 ($10^{24} \sim 10^{27} \text{ cm}^{-3}$) について、粘性を考慮した上で、低振動数音波の伝播について検討した。その結果をまとめると以下のようになる。

1) 音波の減衰に主として寄与する粘性は、電子気体のずれ粘性 η_e と、イオン-イオン相互作用による体積粘性 ζ_{i-1} とであり、イオン-イオン相互作用によるずれ粘性 η_{i-1} の寄与は小さい。

音波の減衰定数 α は、粘性係数 $\zeta_{i-1} + \frac{4}{3}(\eta_{i-1} + \eta_e)$ に比例する。この粘性係数は、フェルミ温度よりわずかに低温側で極小となるが、この温度依存性は、ほぼ電子のずれ粘性の温度依存性に支配される。

2) その際の音速は、系の体積弾性率で決まり、ずれ弾性率の寄与は無視できる程度に小さい。低温 ($T \ll T_f$) では、体積弾性率は縮退した電子に支配され、音速は $4.0 \times 10^6 \sim 4.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ の範囲にあるが、高温 ($T \gg T_f$) では、イオンおよび電子の運動エネルギーに支配され、音速は $T^{1/2}$ に比例して増加する。その大きさは 10^4 eV の温度で $2.2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ の程度で密度依

存性はない。

3) 音波が存在するための振動数の条件を検討した結果, 10^{10} Hz以下であれば, 十分に断熱音波として存在し, しかも慣性核融合のペレットのサイズ $1 \sim 10^3 \mu\text{m}$ をほとんど減衰することなく透過する事がわかった。しかし, 圧縮の進んだ高温, 高密度状態で, ペレット径より小さい波長の音波を進入させるには, $10^{11} \sim 10^{12}$ Hzの音波が必要となり, この振動数領域の音波の存在については慎重に検討する必要がある。

なお, 減衰項, 振動数条件等に熱伝導率も考慮した詳しい計算は, 現在行なっており後日報告する予定である。

終わりに, 本研究を行うにあたり御協力下さった, 関西大学工学部電気工学科卒業生, 鈴木正能, 中野徹, 高野博幸, 一石明成の各氏に心から感謝いたします。

参考文献

- 1) 井上, 有安: 高温学会誌 **8** (1982) 149.
- 2) 井上, 有安: 核融合研究 **50** (別冊その2) (1983) 98.
- 3) W. L. Slattery, G. D. Doolen and H. E. DeWitt: Phys. Rev. **A21** (1980) 2087.
- 4) K. F. Berggren: Phys. Rev. **A1** (1970) 1783.
- 5) P. A. Egelstaff, 広池, 守田訳: 液体論入門 (吉岡書店) 第13章.
- 6) S. Galam and J. P. Hansen: Phys. Rev. **A14** (1976) 816.
- 7) J. F. Springer, M. A. Pokrant and F. A. Stevens, Jr.: J. Chem. Phys. **58** (1973) 4863.
- 8) U. Gupta and A. K. Rajagopal: J. Phys. **B12** (1979) L703.
- 9) F. Perrot: Phys. Rev. **A25** (1982) 489.
- 10) M. Lampe: Phys. Rev. **174** (1968) 276.
- 11) S. A. Rice and J. G. Kirkwood: J. Chem. Phys. **31** (1959) 901.
- 12) 和田八三久編: 固体の音波物性 (槇書店) (1967) 第4編.
- 13) J. M. Ziman: Advances in Phys. **16** (1967) 551.
- 14) 和田八三久: 音波物性 (共立出版) (1969) 第1章.
- 15) 西川, 大林, 若谷: 連続流体物理学 (朝倉書店) (1981) 第3章, 第5章.