

F05080T06

©2022 YHAL, Yukawa, Kyoto University Library  
Research Institute for Fundamental Physics  
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室  
Kyoto University, Kyoto 606, Japan

DEPARTMENT OF PHYSICS  
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE .....

NO. ....

高周波子性的な振動の中で、この振動が  $16 \sim 20000$  の範囲に  
属するものとして、この Newton 力学 (法則、量子性はない) の範囲に  
属するものとして扱われる。

又、この振動の中で、高周波の high frequency の振動  
として扱われるものとして、phenomenological 的振動として扱  
われる。従って、この振動は、物質の振動として、電荷の振動  
として扱われる。この振動が、量子論への入り口  
となる。

従って、高周波と低周波の振動の区別は、その周波数の  
異なる点にある。

従って、この振動は、高周波の振動として扱われる。量子論  
の立場から、高周波の振動は、量子論として扱われる。又  
、低周波の振動は、古典論として扱われる。一連の振動として扱  
われる。しかし、高周波の振動は、量子論として扱われる。従  
って、高周波の振動は、量子論として扱われる。

i) 量子振動現象の振動として

音、光

ii) 高周波

a) 音、光、電波

b) 電磁波、音波との関係

c) 電磁波

iii) 結果

a) 量子振動、音と光

b) Frequency spectrum

c) 電磁波、高周波の振動の性質



DEPARTMENT OF PHYSICS  
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO. 1

$$v = \frac{6.55 \cdot 10^{-27}}{6.55 \cdot 10^{-27}} \times 300 = 300$$

$$\lambda = \frac{3 \times 10^{10}}{6 \times 10^{12}} \text{ cm} = 0.05 \text{ mm} = 5 \times 10^5 \text{ \AA}$$

$$v = 6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1} \quad \mu = 2000$$
$$\lambda = \frac{2 \times 10^5}{6 \times 10^{12}} \text{ cm} = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$$





DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO. 3

100 Hz の音波の速さ  $u = 355 \text{ m/sec}$  を  
 求めよ。

又 dispersion の式.  $\omega = \omega(k)$  ultrasonic wave & sound wave

2. 気体中の音波の速度と波長.

気体中の音波の速度  $u$  は  $\omega = u k$  の関係から  $u = \frac{d\omega}{dk}$  として求められる。また  
 $u$  は  $\omega$  の関数として  $\omega = \omega(u)$  と表すことができる。

気体中の音波の速度  $u$  は

$$u = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}} \quad \lambda = -\frac{dp}{dV} V$$

ideal gas とする。  $pV = RT$ .

isothermal 変化のとき  $V dp = -p dV$

$$u = \sqrt{\frac{p}{\rho}} \propto \sqrt{T} \quad (\text{density } \rho \text{ is independent})$$

標準状態  $0^\circ\text{C}$  1気圧  $u = 333 \text{ m/sec}$  とする

と仮定して、adiabatic 変化とする。  $pV^\kappa = \text{const}$  とする。

$$u = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \propto \sqrt{T} \quad \kappa = c_p/c_v$$

(空気  $\kappa = 1.41$ ,  $u = 333 \text{ m/sec}$ .)

音速  $u = 333 \text{ m/sec}$ .)

音波の速度  $u$  は adiabatic 変化のとき  $u = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}$  と表すことができる。

これは  $u$  の関数として  $\omega = \omega(u)$  と表すことができる。また  $u$  は  $\omega$  の関数として  $\omega = \omega(u)$  と表すことができる。

音. viscosity, heat conduction などがある。これは  $u$  の速度の関数として表すことができる。(Kirchhoff 方程式)

又 ideal gas からの derivation は  $u$  は  $u = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}$  と表すことができる。

また, viscosity の式  $\eta = \frac{1}{2} \rho u \lambda$  の absorption の式  $\alpha = \frac{2\eta}{\rho u^2 \lambda}$  がある。

また kinematical viscosity  $\nu$  は  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$  と表すことができる。また  $\alpha = \frac{2\nu}{u \lambda}$  と表すことができる。また  $\alpha = \frac{2\nu}{u \lambda}$  と表すことができる。

Translation & Rotation ... thermal equilibrium ...  
 Schwingung ... Excitation ...  
 equilibrium ... dispersion ...

A.J. Kutgers, Zur Dispersionstheorie des Schalles,

(Ann. d. Phys., 16., 350, 1953)

(I)  $n = n_1 + n_2$ ,  $n_1$ : Anzahl der normalen Moleküle,  
 $n_2$ : angeregtes

$u^2 = \frac{\Delta p}{\Delta \rho}$   
 $m n = \rho V$   
 $\rho \Delta V + V \Delta \rho = 0$   
 $u^2 = -\frac{V \Delta p}{\rho \Delta V} = \frac{1}{\rho} \left( p - \frac{\Delta(pV)}{\Delta V} \right)$

idea Gas.  $pV = n k T$ ,  $\Delta(pV) = n k \Delta T$

$u^2 = \frac{1}{\rho} \left( p - n k \frac{\Delta T}{\Delta V} \right)$

Adiabatic Process  $0 = C_V \Delta T + E \Delta n_2 + p \Delta V$

E: Energieunterschied zwischen normalem und angeregtem Zustand. ( $\gg kT$ )

Reaktionsgleichung  $\Delta n_2 = -\frac{C_V}{E} \Delta T - \frac{p}{E} \Delta V$

$\frac{dn_2}{dt} = \left[ \kappa_1 \left( \frac{n_1}{V} \right)^2 - \kappa_2 \frac{n_1}{V} \frac{n_2}{V} \right] V$

Gleichgewichtsfall  $\kappa_1 \left( \frac{n_1}{V} \right)^2 - \kappa_2 \frac{n_1}{V} \frac{n_2}{V} = 0$   
 $n_2 = n_1 e^{-\frac{E}{kT}}$   
 $\frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} = \frac{E}{kT^2}$

$\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt} = \frac{1}{V} (\kappa n_1^2 - n_1 n_2)$ ,  $\frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dt} = \frac{1}{V} [2\kappa n_1 \frac{dn_1}{dt} + n_1^2 \frac{d\kappa}{dt}]$   
 $-n_1 \frac{dn_1}{dt} - n_2 \frac{dn_2}{dt}$   $\Delta n_1 = -\Delta n_2$   $\Delta n_2 \propto e^{i\omega t}$

$\left( n + \frac{i\omega V}{\kappa} \right) \Delta n_2 + n_1 \frac{E}{kT} \Delta T = 0$

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. 4

$$e^{-\frac{8\pi^2\nu}{\lambda^2 u} x} \cos \frac{2\pi(x-ut)}{\lambda}$$

この式は、 $\frac{8\pi^2\nu}{\lambda^2 u}$  の damping coeff. である。

$$\frac{8\pi^2\nu}{\lambda^2 u} = \frac{0.105}{10^2 \times 10^4} \approx \frac{1}{10^4 \lambda^2}$$

この値は、 $\nu$  が 10 km の amplitude の  $e^{-1}$  である。  
 $\lambda = 10 \text{ cm}$  である。この値は、 $\nu$  の intensity amplitude の減少を  
 negligible である。

この viscosity による減少は、 $\nu$  の energy の減少を無視して  
 である。この gas molecules の random motion の energy による  
 molecule の random motion の energy による damping である。

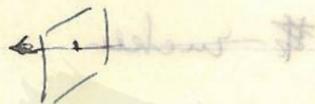
この heat conduction, heat radiation による damping である。  
 この値は、 $\nu$  の damping である。

この value の order は、 $10^6$  Herzy である。この value は、  
 $10^6$  である。この value は、  
 である。

この molecule の structure による damping である。

この value の order は、 $10^6$  である。この value は、  
 である。この value は、  
 である。

$$\nu \approx n \nu \cdot \lambda \cdot k \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)$$



DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$$C_p = \alpha = \frac{f+2}{f}$$

It is an equilibrium state of molecules of the mechanism of  
 independent transitions. It is the entropy of distribution,  
 classical elementary kinetic theory and quantum statistical  
 mechanics are the same in the case of the same substance, but  
 in the case of Maxwell-Boltzmann distribution, it is different.  
 In the case of transport phenomena, stationary state and  
 heat conduction, viscosity, etc., the equilibrium state is  
 the same as the equilibrium state of the same substance.  
 The Kraftausatz of the same substance, the same is the case of  
 molecules of the same substance, quantum statistical theory of the same  
 substance is the same.

equilibrium state is the same as the quantum state  
 discrete levels of the transition of the same substance, and the case  
 is the same. classical theory of the same substance, the same is the case of  
 the specific heat of the same substance, the same is the case of rotational  
 level of the same substance, the same is the case of rotational  
 rotational specific heat  $\frac{1}{2}R$  (transl. of the same  $\frac{3}{2}R$ )  
 of the same substance.

# ruckel

A. Gucken, Phys. Zeits. 14, 324, 1913.

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

分子, 原子の気場から得られた rotation 等の数値を計算した  
 He の rigid sphere 模型を用いて計算した。A. Gucken の He の粘性係数  
 NO. 5

rigid sphere 模型を用いて計算した。

$$C_v = \frac{1}{m} \frac{f}{2} R$$

$$f = 3, \quad C_v = \frac{f}{m} = \frac{3}{4} = 0.75$$

$n$ : unit volume の molecule の数.  $n$  の density に対応.

$\lambda$ : mean free path.  $n$  の density に対応.

$v$ : mean velocity  $\sqrt{T}$  に対応.

$k$  は heat conductivity の density に対応.  $T$  に対応.  $\sqrt{T}$  に対応.

$\eta$  は specific heat  $C_v$  (volume const.) と viscosity の coeff.  $\eta$  の関係

$$\frac{k}{\eta} = C_v \times \text{const.}$$

$C_v$ : specific heat (per unit mass)

この関係から計算した。  $n$  の density に対応.  $\lambda$  の density に対応.

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v \lambda$$

	$\rho \cdot 10^7$	$\eta \cdot 10^7$	$C_v$	$K$
He	3360	1876	0.746	2.40
A	390	2102	0.0745	2.49
H <sub>2</sub>	3970	850	0.38	1.965
N <sub>2</sub>	566	1676	0.177	1.905
CH <sub>4</sub>	5714.5	1029	0.405	1.715
CO <sub>2</sub>	337.0	1183	0.103	1.601

Elementary Kinetic Theory の  $K=1$  の値. Gucken は classical theory の  $K=1$  の atomic gas は 2.5, diatomic は 1.9, triatomic は 1.75 の値を得た.  $K$  の molecule の数に比例する molecule の Kraftausatz に depend する値は異なる.

heat の conduction は  $K$  の value に independent である. molecule の kinetic energy の値は  $K$  の value に depend する.  $K$  の value は gas molecules の system の kinetic energy の value に proportionate である.

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

$$c_s = \frac{5}{2} n k$$

Rutgers.  $\delta \epsilon \approx \epsilon (II)$

$$\therefore \frac{\Delta T}{\Delta V} = \frac{\frac{p}{E} \left( n + \frac{i\omega V}{\kappa_2} \right)}{\left( n + \frac{i\omega V}{\kappa_2} \right) \frac{c_s}{E} + n_1 \frac{\kappa E^2}{k T^2}}$$

$$u^2 f^2 \approx \frac{p}{\rho} \left[ 1 + k \frac{1 + \frac{i\omega V}{\kappa_2 n}}{\frac{c_s}{n} \left( 1 + \frac{i\omega V}{\kappa_2 n} \right) + \frac{\kappa E^2}{k T^2}} \right]$$

$$c_s = \frac{c_s}{n} \kappa_2 n$$

$$u^2 \approx \frac{p}{\rho} \left[ 1 + \frac{k}{c_s} \frac{1 + \frac{i\omega V}{\kappa_2 n}}{1 + \frac{\kappa E^2}{c_s k T^2} + \frac{i\omega V}{\kappa_2 n}} \right]$$

Assembly

Schwingungsenergie  $u$

$$q \approx E e^{-\frac{E}{kT}} = E e^{-\frac{E}{kT}}$$

$$\therefore c_v = \frac{dE}{dT} = \frac{\kappa E^2}{k T^2}$$

$$\therefore \text{total specific heat } c_v = c_s \left( 1 + \frac{\kappa E^2}{c_s k T^2} \right)$$

$$\therefore u^2 = \frac{p}{\rho} \left[ 1 + k \frac{c_v + \frac{\omega^2 m^2}{\kappa_2^2 \rho^2} c_s}{c_v + \frac{\omega^2 m^2}{\kappa_2^2 \rho^2} c_s} \right]$$

$$\text{for } \frac{\omega m}{\kappa_2 \rho} \ll 1: u^2 \approx \frac{p}{\rho} \left[ 1 + \frac{k}{c_v} \left\{ 1 + \frac{c_s}{c_v} \frac{c_v - c_s}{c_v} \frac{\omega^2 m^2}{\kappa_2^2 \rho^2} \right\} \right]$$

Kneser  $\rho = \frac{m}{\kappa_2 \rho}$   $\kappa_2 \ll \kappa$  Kneser & Rice

$$\tau = \frac{c_s}{c_v - c_s} \frac{m}{\kappa_2 \rho} \quad \kappa_2 \ll \kappa \text{ Meryfeld-Rice}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. \_\_\_\_\_

Rutgers, 演習(III)

3580. 1. Relative Amplitude  $\ll 1$ ,  
 2. Viscosity, Heat conduction loss damping or negligible  
 3. excited state of molecule or negligible

H.O. Kneser (Ann. d. Phys. 16, 360, 1953) の結果

$$u^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_s + \frac{C_v - C_s}{1 + i\omega\beta}} \right)$$

$$\beta = \frac{m}{\rho(\kappa_1 + \kappa_2)}$$

修正

$$\begin{aligned} \omega u^2 &= \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_s + \frac{(C_v - C_s)(1 - i\omega\beta)}{1 + \omega^2\beta^2}} \right) \\ &= \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R(1 + \omega^2\beta^2)}{C_s(1 + \omega^2\beta^2) + (C_v - C_s)(1 - i\omega\beta)} \right) \\ &= \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R(1 + \omega^2\beta^2)}{C_v(1 + \omega^2\beta^2) + C_s - i\omega\beta(C_v - C_s)} \right) \end{aligned}$$

Kneser の  $\text{CO}_2$  気体の場合  $\beta \approx \frac{m}{\rho P} \approx 10^{-6}$

$\rho \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$   $m \approx 7.26 \times 10^{-29} \text{ g}$

$\therefore \kappa_2 = 3.67 \cdot 10^{-14}$  (室温)

修正  $\omega \ll 10^6$  の場合  $\omega\beta \ll 1$  の公式は近似で成り立つ。

$\kappa_1, \kappa_2$  の値は量子力学の衝突理論 (Quantum Mechanics of Collisions) による。

DEPARTMENT OF PHYSICS  
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

DATE  
NO.

D.G. Bourgin, Sound Absorption in Mixtures  
(Phys. Rev. 50, 353, 1936)

Handwritten notes in Japanese: 混合気体の音の吸収係数について

Handwritten notes in Japanese: 1. 混合気体の音の吸収係数について

$$N = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{R}{\omega} \right)$$

$$p = \frac{m}{6(X+K)}$$

$$\left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) = \frac{2}{3} \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right)$$

$$\left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) = \frac{2}{3} \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right)$$

$$\left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) = \frac{2}{3} \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right) \left( \frac{R}{\omega} + 1 \right)$$

Handwritten notes in Japanese: 混合気体の音の吸収係数について

Handwritten notes in Japanese: 混合気体の音の吸収係数について

Handwritten notes in Japanese: 混合気体の音の吸収係数について



DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. 7

2.14. 3D cube を考える, 格子間距離  $a$  の立方晶, 1 辺の長さが  $a$  の立方晶 (atomic distance  $a$  の立方晶).  $\omega$  の振動数  $\nu$  の振動子 (oscillator) の数は  $3N$  である. 2.14. frequency distribution を考える. 振動子の平均速度  $v$  を考える. Debye の longitudinal wave と transverse wave を考える. 格子間距離  $a$  の立方晶, 格子間距離  $a$  の立方晶.  $v$  の振動子の平均速度  $v$  を考える.  $v$  の振動子の平均速度  $v$  を考える.  $v$  の振動子の平均速度  $v$  を考える.

2.15.

$$C_v = \frac{\partial E}{\partial T} \quad C_v = 3R \left\{ 4D\left(\frac{\Theta}{T}\right) - 3P\left(\frac{\Theta}{T}\right) \right\}$$

$$D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{z^3}{e^z - 1} dz \quad P(x) = \frac{x}{e^x - 1}$$

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k} = \frac{h\nu}{k\lambda_m}$$

character. temp

2.15.  $C_v$  の specific heat を考える.  $\nu$  から  $\lambda$  の変換を考えると  $\lambda = \frac{a}{\nu}$  である.

	$\Theta (C_v)$	$\Theta (\nu)$			
Al	396	402	NaCl	284	235
Cu	309	332	KCl	252	203
Ag	215	214	KBr	179	165
Pb	95	72	CaF <sub>2</sub>	429	320

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

$$m \ddot{u}_n = \alpha (u_{n+1} - u_n) - \alpha (u_n - u_{n-1})$$

$$m \ddot{u}_n = \alpha (u_{n+1} - u_n - u_n + u_{n-1})$$

$$\frac{m}{a} \ddot{u}_n = \alpha \frac{u_{n+1} - u_n}{a} - \alpha \frac{u_n - u_{n-1}}{a}$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} \frac{m}{a} = \rho$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} \alpha a = k$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = k \frac{\partial u}{\partial x^2}$$

$$\dagger m = \mu \lambda$$

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{m \mu} \left\{ m \mu \right\}$$

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{m^2} \left\{ 2m \pm \sqrt{2m^2 \left( 1 + \cos \frac{2\pi a}{\lambda} \right)} \right\}$$

$$\cos \frac{2\pi a}{\lambda} = 2 \cos^2 \frac{\pi a}{\lambda} - 1 = \frac{2\alpha}{m} \left( 1 \pm \cos \frac{2\pi a}{\lambda} \right)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2\alpha}{m}}$$

$$\omega = \omega_0 \left\{ \begin{array}{l} \cos \frac{\pi a}{2a} \\ \sin \frac{\pi a}{2a} \end{array} \right.$$

$$\lambda = \frac{2Na}{x}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$$\omega^2 \lambda^2 = \frac{\alpha}{m\mu} \left[ \frac{m\mu}{m+\mu} \frac{1}{\lambda^2} + 2\mu - 2\mu \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \right] \lambda^2$$

DATE

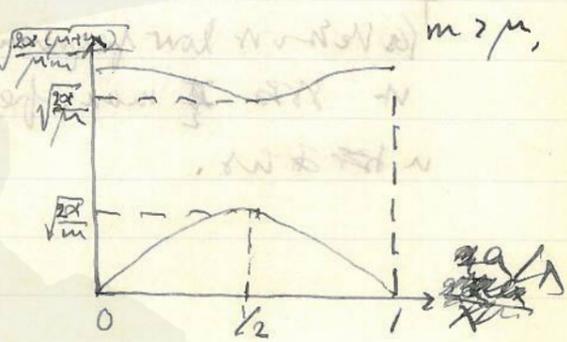
NO.  $\frac{8}{m\mu \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2}$   
 $(m+\mu) \left( \frac{1}{\lambda^2} + \frac{2\mu}{2(m+\mu)} \right)$

~~specific heat~~ specific heat. Lattice Vibration & Frequency Distribution  
 Debye's theory of specific heat. Blackman's theory of specific heat.  
 Born & Karman's dynamic lattice theory. Born & Göppert-Mayer's Handbuch der Physik 24(2), 1934  
 lattice atom, in a molecule or equilibrium state of small vibrations. normal coordinate

Born-Karman's theory of lattice vibrations. frequency spectrum of lattice vibrations. circular frequency

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{m\mu} \left[ m + \mu \pm \sqrt{m^2 + \mu^2 + 2m\mu \cos \frac{2\pi a}{\lambda}} \right]$$

two branches of vibrations. frequency of vibrations. mechanical vibrations. infrared or reststrahlen



velocity of sound  $u = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\omega \lambda}{2\pi} = a \sqrt{\frac{\alpha}{2(m+\mu)}}$

DEPARTMENT OF PHYSICS  
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$\lambda = \frac{v}{\omega} = \frac{v}{2\pi\nu}$   
DATE \_\_\_\_\_  
NO. \_\_\_\_\_

*[Faint handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page]*

At low frequency, the dispersion is linear,  $v = \frac{\omega}{k}$ .  
At high frequency, the dispersion is non-linear,  $v < \frac{\omega}{k}$ .



$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS,  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. 9

波数  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  とすると、 $\Rightarrow$  の frequency, gap  $\omega_1 < \omega_2$ . 2つの波数  $k$  間  
 $(\nu = \frac{\omega}{2\pi}, \nu + d\nu)$  の  $\nu$  の freq. の oscillation の数は  

$$\frac{4\pi d\nu}{\pi \sqrt{v_0^2 - v^2}} \dots \dots \dots 2\pi$$

このとき、 $v_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$  (max. freq.)

$\Rightarrow$  の波数  $k$  の dispersion,  $v$  の vel.  $v = \frac{d\omega}{dk}$  である。

この場合、 Erste Zone  $k = \frac{\pi}{2a}$  の  $v$  の  $v_0$  である。

$$v = v_0 \sin \frac{\pi a}{2\lambda} \quad (*)$$

したがって、 $v_0 \sin \frac{\pi a}{2\lambda} = v_0 \sin \frac{\pi}{2} = v_0$

つまり、max. freq.  $\nu_0$  の  $\lambda_0$  の prop. の vel.  $v_0$  は  $\frac{1}{2}$  の  $\lambda_0$  の  $v_0$  の  $\frac{1}{2}$  である。  
 の  $\frac{1}{2}$  である。  $\Rightarrow$  Debye の  $\lambda_D$  である。

Debye の  $\lambda_D$  は  $\lambda_D < \lambda_0$ . (Guiner - Gours)

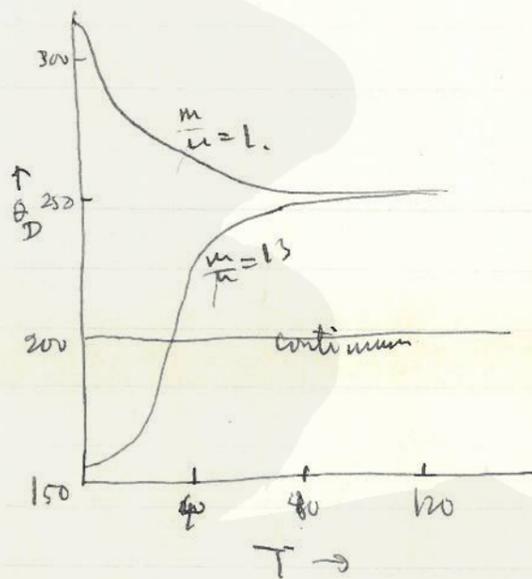
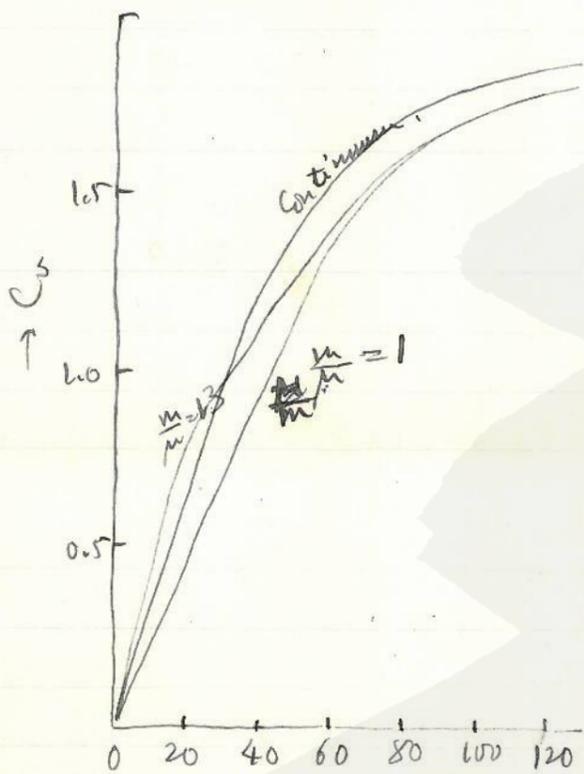
Born - Kármán (Phys. Zets. 13, 297, 1912) の three dimensional lattice  
 の  $\lambda_D$  は  $\lambda_D < \lambda_0$  である。 Debye の  $\lambda_D$  は  $\lambda_D < \lambda_0$  である。  
 Debye の  $\lambda_D$  は  $\lambda_D < \lambda_0$  である。

Debye M. Blackman (Proc. Roy. Soc. A. 148, 365, 384, 1935;  
 149, 117, 126, 1935.) は Debye の continuum theory の  
 standard  $\lambda_D$  である。 lattice theory の specific heat curve  
 の modification である characteristic temp  $\theta_D$  は  $T$  の  $\lambda_D$  である。  
 Debye の  $\lambda_D$  は  $\lambda_D < \lambda_0$  である。

Born - Kármán の one dimensional model  $\lambda_D$  Debye の one dim-  
 continuum  $\lambda_D$  である characteristic temp.  $\theta_D$  (max. freq.  $\nu_0 = \frac{v_0}{2a}$   
 $\theta_D = 200 \text{ } \circ\text{K}$ )

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. 10



資料. KCl の場合  $\theta_D = 218$  for  $T = 12^\circ K$   $\theta_D = 228$  for  $90^\circ K$   
 $\theta_0 = h\nu_0/k = 200^\circ$  である. この  $\theta_D$  の値は  $\theta_0$  の値よりも上の値を示し three dimensional lattice を extends 2次元より 2次元に近づく.  
 他の Alkali Halide (NaCl; AgBr, KBr 等) にも  $\theta_D$  が  $\theta_0$  より少し大きくなる.

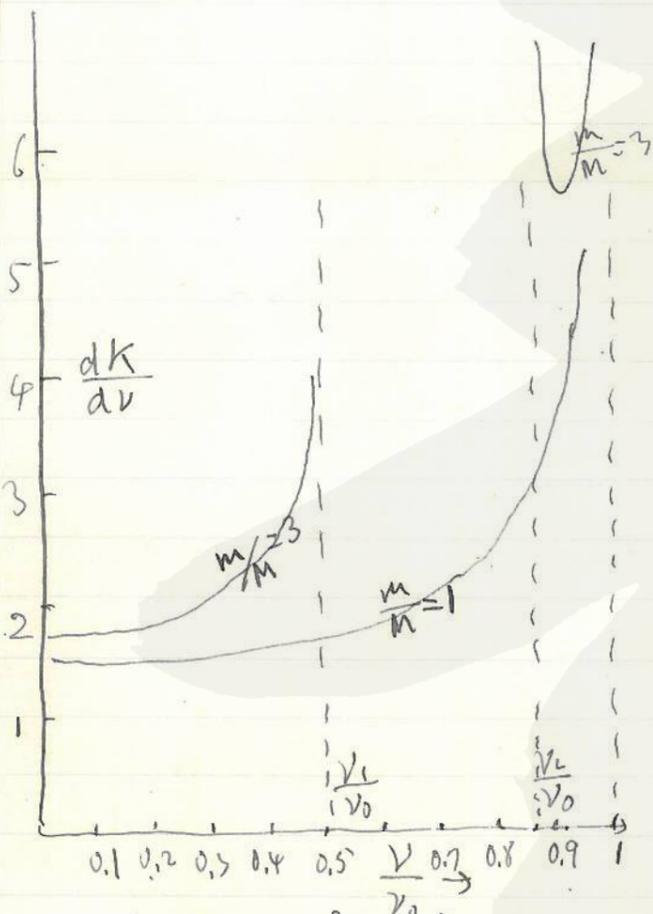
AgCl, KI の如く mass difference の大きいものには  $\theta_D$  が  $\theta_0$  より大きくなる傾向がある.

この  $\theta_D$  の lattice の振動の oscillators frequency distribution が  $\nu^2$ -law に従うことはよく知られている.  $\theta_D$  の density maximum があるのは low frequency region である. (これはよく知られている)

DEPARTMENT OF PHYSICS  
 OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE \_\_\_\_\_  
 NO. \_\_\_\_\_

このように、ある場合以外は、Nernst-Hindemann の two peak theory  
 の方がよく合っている。  
 又、この specific heat curve の Debye curve からの deviation の frequency  
 spectrum の振動数は、 $\nu_1$  と  $\nu_2$  とである。



One Dimensional lattice

KCl  
 NaCl

これは、 $\nu_1$  の low frequency  
 vibration の  $\nu_1$  と  $\nu_2$  とである。  
 Debye の式が  $\nu_1$  と  $\nu_2$  とである。  
 1811, 1822 の  $\theta$  の値から、  
 Debye の  $\nu_1$  と  $\nu_2$  と (1811, 1822) の  $\nu_1$   
 と  $\nu_2$  と、 $\nu_1$  の方が  $\nu_2$  の方が  
 大きくなる。そして、elastic  
 constant が  $\nu_1$  と  $\nu_2$  との  
 大きくなる。Nernst-Hindemann の

$$\theta_D = \frac{h\nu_D}{k_B}$$

$$\nu_D^3 = \nu_1^3 \frac{n_0}{n_1}$$

$n_1$ : number of vibration between  
 $(0, \nu_1)$

$n_0$  = total number of vibration

low frequency region の  $\nu_1$  と  $\nu_2$  と  
 $\nu_1$  elastic constant が  $\nu_2$  と  $\nu_1$  と  
 $\theta_D$  (calcd)  $\theta_D$  (thermal)  $\theta_D$  (thermal)

227	230	218	228
282	296		287





DEPARTMENT OF PHYSICS  
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE .....

NO. 8

A. Th. Van Wijk, On the Cohesive Forces of liquids with  
simple molecules and the so called Law of Stefan,  
(ibid. p. 1025.)

M. Blackman, Proc. Roy. Soc. 148, 149, 1935

R. Peierls, Ann. d. Phys. 3, 1929

Born and Kármán, Phys. Zets. B, 1913.

Cracken, <sup>ibid.</sup> 14, 1913.

Ketone

Einstein  
Rutgers

16, 1953

DATE  
NO. 8

Key Tone

Bronstein

Phys. Rev.

50, 1956

OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY  
DEPARTMENT OF PHYSICS

Mixture

Debye

Nernst-Lindeman

Planck-Rock

Hartree-Rock

*M. Blackman, Proc. Roy. Soc. (London), A, 1947*  
*R. Fieschi, Ann. N.Y. Acad. Sci., 1951*  
*Proc. Roy. Soc. (London), Phys. Sect., B, 1947*  
*Blackman, Proc. Roy. Soc. (London), A, 1947*