接相関函数」に比例するととれば同等になり，得られたS(Q,ω)は零次，二次モーメントまで正しく与えることが示される。こうして求めた分散則は実験結果と大体よくあう。また中性子非弾性散乱で観測される(Q,ω)領域では衝突項はあまりきかずexcitation の本質は零音波である。[3)]

最近カナダのChalk－River のグループはTOF法で求めた結果にやゝ批判的態度をとっている。CowleyはS(Q,ω)としてωについてGauss 型（したがってinelastic peak はない。）をとりこれをTOFに換算するとEgelstaff 等のデータとよく一致するみかけのpeak があらわれることを示し，Sears は連分数法を用いてAr についてはQの大きいところでのpeak の存在に否定的見解を述べている。

S(Q,ω)をきちんと求める高精度の実験がのぞまれる。

3）J.Chinara : Prog. Theor. Phys. 41 285(1969).

古典液体と固体，He－Ⅱ，He^3

原研　千原順三

液体は固体とどう違うかを考えるに当って，すでに液体としてより多く研究されている量子液体，He－Ⅱ，He^3 を含めて比較検討することが，液体の本質，量子効果の本質をつかむためにも重要である。

一般的に，（古典）液体，量子液体（He－Ⅱ，He^3），固体，気体を，ハミルトニアンを次のように分けることにより統一的にながめることができる。

$$H = H_c + H_{Ind} + H_{c-Ind}$$

$$\left(\begin{array}{l}H_c\ ;\ \text{collective motion},\ H_{Ind}\ ;\ \text{individual motion}\\ H_{c-Ind}\ ;\ \text{その間の interaction}\end{array}\right)$$

これを基に，次のような表を作ることができる。

	第零近似	H_c	H_{c-c}	H_{Ind}	Landau Damp	1st Sound
Classical Liq.	×	●	(?)	●	○	A
Solid	Lattice	●	●	×	×	B
He－Ⅱ	Bose cond.	●	●	×1)	×	B
^{3}He	Fermi 面	○	(?)	●	○	A
gas	×	×		●	×	A

H_{c-c} ; collective mode 間の interaction
●；本質的役割をもつ，○；存在する，×；存在しない
(?)；存在するが，観測されるかどうか不明

（古典）液体は，individual motion と collective motion が共存する点で，^{3}He と共通であるが，固体，He－Ⅱと異る。液体は，融点直上で固体の比熱（3R）にほぼ等しく，沸点近傍では気体の比熱（3R／2）に近くなることは，このあらわれだと解される。

ⅰ）液体と固体

融点近くでの固体（Al）による中性子散乱は，multi－phonon peak が大きくなることを示している。[2] 液体状態になったときに，この peak は，どのような寄与をするのかわからない。固体の phonon と液体の phonon は，どのようにつながっていくのだろうか。

ⅱ）液体と He－Ⅱ

He－Ⅱで Wave－vector $Q = 2 \sim 9\ \text{Å}^{-1}$ で，よく知られ one－phonon peak 以外に，$\omega_R(Q) = \hbar Q^2/2m$（recoil energy）のところに大きい peak が観測されている。[3] この peak の energy width は Q にたいして振動している。これは古典液体で $\omega = 0$ のところに見出されている quasi－elastic peak（energy width の振動は，de Gennes narrowing といわれているもの[4]）に対応すると思われる。この対応がつくなら（古典液体では one－phonon peak が Q が大きくなると Landau damping のため消える点を除いて）neutron scattering からみられる $S(Q,\omega)$ において，この二者は共通性をもつといえよう。

He－Ⅱの zero－sound 領域（10^{12} Hz）の音速は T_λ に於て異常を示さないが，[5] 1st sound の領域（10^{10} Hz）の音速は異常が観測されている。[6] He－Ⅱの zero sound と本質的に同じ原因による。しかし古典液体の 1st sound が，particle の collision に起因するのにたいして，He－Ⅱの 1st sound は，phonon－phonon collision によって 2nd sound が発生する影響をうけて，zero soundと異る音速をもつのであろう。これは固体における zero sound，1st sound の区別と同じである。（固体では，phonon－phonon interaction がなくなれば，この二者の区別はなくなる。）anharmomic latticeにおいてこの違いは測定されている。[7] He－Ⅱの 1st sound のメカニズムは T_λ で全く変るのであろうか。

ⅲ）Vlasov－equation approach

古典液体，[8] ^{3}He，固体[9] にたいして，拡張された意味での Vlasov eq. を用いて，その dynamical なふるまいを記述できる。原子間の effective potential として Percus－Yevick の potential を用い，Vlasov eq. によって $S(Q,\omega)$ を求め，さらに $\int S(Q,\omega)d\omega=S(Q)$ の関係を用いると，Percus－Yevick eq. が定まる。このような意味で Vlasov－eq. approach は，固体，液体の違いをしらべるのにも，dynamical な問題，static な問題を統一的にあつかうにも，有力な手がかりを与える。

文　　献

1) D.Bonm, B.Salt ; Rev.Mod.phys. 39 (1967), 894.

2) K.-E.Larsson et al. ; Arkiv för Fysik 17 (1960), 369.

3) R.A.Cowley, A.D.B.Woods ; Phys.Rev.Lett. 21 (1968), 787.

4) B.A.Dasannacharya et al. ; Phys.Rev. 137 (1965), A417.
G.Venkataraman et al. ; Phys.Rev. 161 (1967), 133.

5) A.D.B.Woods ; Phys.Rev.Lett. 14 (1965), 355.

6) M.Barmatz, I, Rudnick ; Phys.Rev. 170 (1968), 224.

7) E.C.Svensson, W.J.L.Buyers ; Phys.Rev. 165 (1968), 1063.

8) M.Nelkin, S.Ranganathan ; Phys.Rev. 167 (1967), 222.
J.Chihara ; Prog.Theor.Phys. 41 (1969), 285.

9) D.R.Fredkin, N.R.Werthamer ; Phys.Rev. 138 (1965), A1527.
N.S.Gillis, N.R.Werthamer ; Phys.Rev. 167 (1968), 607.
R.Brout ; Physica 29 (1963), 1041.

10) J.K.Percus, G.J.Yevick ; Phys.Rev. 110 (1958), 1.

簡単な液体の密度応答関数とその動的振舞い

東大教養物理　村　瀬　千　明

簡単な古典液体の密度応答関数を調べることにより，液体の動的な振舞い，特に素励起について理論的な議論をする。

冷中性子による液体での散乱の実験[1]により古典液体に準規準モード（quasi-normal mode）が存在することが示され，その励起エネルギーが示す分散関係が得られた。この励起の特長は，この励起が大きい波数kと振動数ωを持っていることで，そのオーダーはそれぞれ10^8 cm^{-1}と10^{13}sec である。ここでは，主としてこの励起について考え，そのような素励起が古典液体に存在するか，存在するとすれば，その励起エネルギーの分散関係$\omega(k)$はどうなるか，また，その励起の減衰γはどうなるか等を理論的に考察した。

液体の密度をゆっくり変化させる外場に対する系の応答の一次までを記述する密度応答関数$G(\mathbf{k}, z)$（$\mathbf{k}$は波数，zは時間に関するLaplace 変換の変数）を調べれば，液体の動的振舞いを知ることができるが，特に素励起は$G(\mathbf{k}, z)$のzに関する根で記述されることから，この密度応答関数を調べる必要がある。ここでは，森[2]の導いた一般化されたランジュバン方程式を用いて，密度応答関数を求める。系を記述する動的変数Aとして，局所密度，エネ