海外だより

« Symposium of Quantum Fluid » の印象

真 木 和 美 (Univ of Calif ,La Jola)

1° 昨年8月16日から21日までイギリスの Sussex 大学で上のテーマで Symposium がありました。Sussex 大学は London から汽車で一時間ばかり南に下つた Brighton の街はずれにあります。Brighton は明るい色彩感に富んだ街で海岸は多くの避暑客でにぎわつていました。Sussex 大学はまだ一部建築中ですが、広い緑の立木に包まれた静かなキャンパスは、毎日の様に訪れる見物人に感銘をよびおこしている様でした。Symposium の内容は以下のプログラムから推察されるように主として Superconductivity と He II について でしたが、He^3 の話も少しありました。

2° プログラム

16日，P.Noziéres :Superconductivity in Quatum Fluids,de Gennes:Effect of Strong Field on Supercoductors

Round Table Disoussion

17日，P.W.Anderson:General Coherence Effects Superfluids, B.D.Josephson:Supercurrents through Barriers, R.H.Richards: A.C.Josephson Effect in Liquid Helium,

Round Table Discussin

18日，P.C.Martin:Properties of Systems with Condensates

A.O.B.Woods:Experimental Work on Elementary Excitations in Liquid Helium,

Round Table Disussion

19日，

:Experiments on He^3–He^4mixing

G.Careri:Ions in Liquid Helium

3° 先ず Nozieres の話を簡単に要約すると、もし phonon–electron あるいは impurity–electron scattering が無視出来るならば、T＝o K では、Superconductor のなかでの current 及び vortex の運動は He^4 II の場合と同様に classical perfect fluid の理論でかけるということです。磁場の中の type II Superconductor を回転する bucket の中の He II

と比較すると次の様な対応がえられます。

Physical quantities	Superconductor	He II
	$e\underset{\sim}{A}/c$	$m\underset{\sim}{v}_d = m\Omega\times\underset{\sim}{r}$
	$e\underset{\sim}{H}/c$	$2m\underset{\sim}{\Omega}$
	Paramagnetic current	Absolute current
	Gauge current	Drift current
	Total current $e\underset{\sim}{v}\times\underset{\sim}{H}/c$	Relative current $2m\underset{\sim}{v}\times\underset{\sim}{\Omega}$
Tension	$\frac{N}{4\pi m}\cdot\frac{\hbar^2}{4}\ln(\frac{\lambda}{\xi})$	$\frac{N}{4\pi m}\cdot\hbar^2\ln R/\xi$
H_{c1}, ω_{c1}	$eH_{c1}/c=\frac{\hbar}{2\lambda^2}\ln(\lambda/\xi)$	$2m\omega_{c1}=\hbar\ln(R/\xi)/(R/2)^2$
H_{c2}, ω_{c2}	$eH_{c2}/c\sim\hbar/2\xi^2$	$2m\omega_{c2}\sim\hbar/\xi^2$
Density of vortices	$\nu=\frac{2}{h}(eh/c)$	$\nu=2m\Omega/\hbar$
Oscillation System	$\omega=\begin{cases}\frac{\hbar k^2}{4m}\ln(\lambda/\xi)\\ \frac{eH}{mc}\cdot\frac{k^2\lambda^2}{1+k^2\lambda^2}\end{cases}$	$\omega=\begin{cases}\frac{\hbar k^2}{2m}\ln(1/k\xi)\\ 2\Omega\end{cases}$

(注) R:diameter of bucket, λ:penetration depth

ξ:coherence length, v_d:drift velocity

上の対応は適当に ρ_n を導入すれば、有限温度の時にも拡張出来るが、それは省略する。

4° de Gennes の話

de Gennes は次の様な Subjects について話した。

I. Metastable states

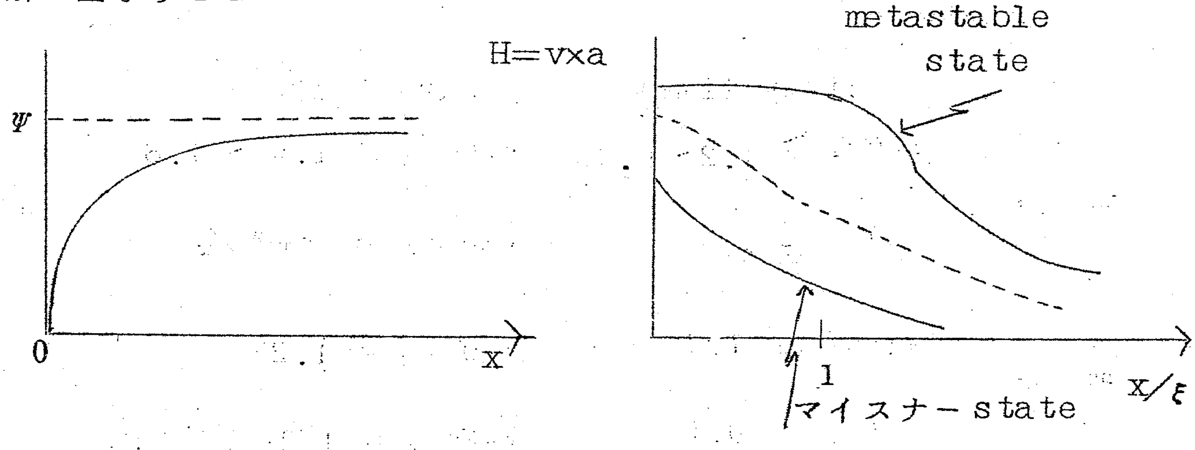
II. Binary effect I —— Strong field effect on Superconducting side

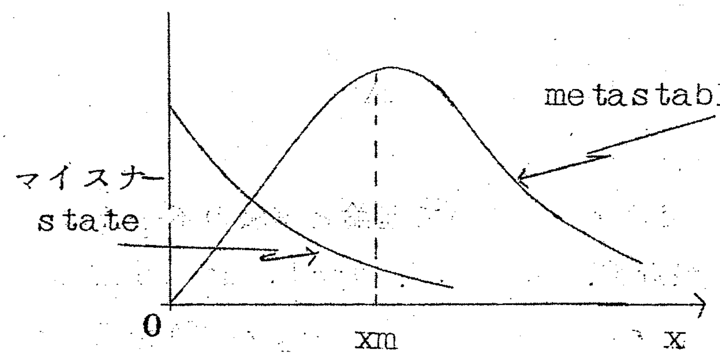
Ⅲ. Binary effect Ⅱ — Strong field effect on normal side

Ⅰは type Ⅱあるいは Type Ⅰ superconductor において surface では強い磁場のもとに meta-stable state (superheated state)を作ることが可能である。Type Ⅱ の場合には、$H_0>H_{c1}$ の時にも surface effect によつて vortex は bulk に入ることができない。従つて、$H_s>H_0\gg H_{c1}$ ($H_s\simeq H_c$) の間の field では surface 近くの superconductivity は strong modification をうける。特に Ψ, H, j は

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\kappa^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} &= \Psi\ (-1+\Psi^2+a^2) \\ \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} &= |\Psi|^2 a \end{aligned}\right\} \text{(G–L. eq から)}$$

解は図示すると





となり、上の様な状態では inequilibrium properties はいろいろ変化をうけるし、strong magnetic effect をみることも出来るだろう。

Ⅱ,Ⅲ の話は normal-super metal を superpose した系が外場のなかでどう振舞うかの話をしたもので、ある意味で Colgate 会議での話を磁場

のある場合に拡張したものといつていいでしよう。特に面白いのは、normal side は T〜Tc で Type II として振舞うことがT〜0では Type I として振舞うことです。これは

$$\lambda(\Delta)=\frac{1}{|\Delta|}\left\{\frac{4\sigma}{\kappa c^2 k_B T}\psi_2\left(\frac{1}{2}-\frac{\hbar}{4\pi k_B T\tau_N}\right)\right\}^{-1/2}$$

$$\lambda(\Delta)\longrightarrow\frac{\hbar c}{2F}N_N(0)\left(\frac{kBT}{\hbar\sigma}\right)^{1/2}\quad \text{for } V_N\to 0,\ F=\frac{\Delta}{V_N}$$

を用い、$\kappa_N=\lambda_N/\xi(T)$を用いると明らかです。実際 Orsay でやつた tunneling の測定の話をしました。

5° Round table では主に Type II superconductors での κ_1, κ_2 の実験の話が中心になりました。それを表示すると

	dirty limit	pure limit
実　験	$\kappa_1(0)/\kappa\cong 1.2\sim 1.3$	$\kappa_1(0)/\kappa\simeq 1.5\sim 1.8$
	$\kappa_2(0)/\kappa\cong\kappa_1(0)/\kappa$	$\kappa_2(0)/\kappa\gg\kappa_1(0)/\kappa$
理　論	$\kappa_1(0)/\kappa=1.2$	$\kappa_1(0)/\kappa=1.25$
	$\kappa_2(0)/\kappa=0.7$	$\kappa_2(0)/\kappa=1.2\{\ln t^{-1}\}^{1/2}$
一致度	○ ×	△

のようになります。dirty limit での κ_2 について理論と実験の不一致は最も serious な問題です。〔（注）最近 C.Caroli,M.Cyrot, de Gennes が dirty limit での κ_2 を計算し、$\kappa_2(0)=\kappa_1(0)\ \kappa_2(T)\leq\kappa_1(T)$を示したそうです。$\kappa_1(T)$と$\kappa_2(T)$との差はa few persent で、定性的には $\kappa_2(T)=\kappa_1(T)$と考えてよいようです〕。

6° P.W.Anderson の話は φ,N (φ:phase of coherent state,N: number of condensate)を正準共役な量として取扱つて Josephson effect

を « phase slipage in vortex motion through a narrow channel» を議論しました。$\varDelta V$ での condensate の状態は一般には

$$\Psi(\varDelta V) = \sum_N a_N \Psi_N$$

$$\Psi_N = \int_0^{2\pi} e^{-iN\varphi}\ \Psi\ \varphi d\varphi$$

特に$\langle\Psi\rangle = (1/\varDelta V) \sum_N a^*_{N-1}\, a_N \langle\Psi_{N-1},\ \int_{\varDelta V} \Psi\ \Psi_N\rangle$

(Ψ : anihilation operator of condensed particle)が finite であるためには、

$$a_N = \exp\left[-\frac{(N-\bar{N})^2}{(\varDelta N)}\right] e^{iN\varphi}$$

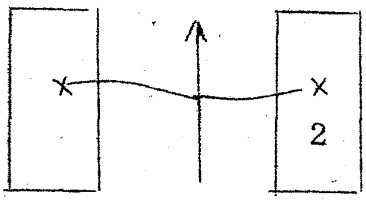
が必要である。$\varDelta N$ は N の fluctuation 上の定義から $[N, \varphi] = i$ が導かれる。運動方程式は

$$i\hbar\dot{\varphi} = [H, \varphi] = i\frac{\partial H}{\partial N}$$

$$i\hbar\dot{N} = [H, N] = i\frac{\partial H}{\partial \varphi}$$

さらに、$\dot{\varphi}$ の式から $\hbar\dfrac{d}{dt}\langle\varphi\rangle = \dfrac{d\langle H\rangle}{dN} = \dfrac{\partial E}{\partial N} = \mu$

が得られる。上の式の応用として、« phase slipage » は次の様に書ける。phase 差 $(\varphi_1 - \varphi_2)$は vortex の motion によって



vortex

$$\hbar\frac{d}{dt}(\varphi_1 - \varphi_2) = \mu_1 - \mu_2$$

$$\langle\mu_1 - \mu_2\rangle_t = \langle\hbar\frac{d}{dt}(\varphi_1 - \varphi_2)\rangle = \hbar\frac{dn}{dt}$$

ここで n は vortex density。従って $\mu_1 - \mu_2$ は rate of transport vortex を与える。上の式は Josephson current の計算にも使うことが出来て、二つの S.C. が weak couple しているとき、

$$(\Psi_N^{(1)}\Psi_{N'}^{(2)} \mid H \mid \Psi_{N+1}^{(1)}\ \Psi\Psi_{N'+1}^{(2)}) = T_{12}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = \frac{\partial U(\varphi_1-\varphi_2)}{\partial(\varphi_1-\varphi_2)}$$

$U(\varphi_1-\varphi_2)=U_0\cos(\varphi_1-\varphi_2)$: boundary energy

更に $\varphi_1-\varphi_2$ が小さくして、空間的に変化している場合には

$$U = U_1(\Delta\varphi)^2$$

従つて

$$J = \frac{\delta U}{\delta(\Delta\varphi)} = \frac{\hbar ns}{m}\nabla\varphi = n_S v_S \left(v_S = \frac{\hbar}{m}\nabla\varphi\right)$$

となり、おなじ式がえられる。

7° Josephson は最初に今までの理論及び実験について reriew をやり、更に新しい time dependent effect として、oxide layer をはさんでの phase difference を Φ とすると

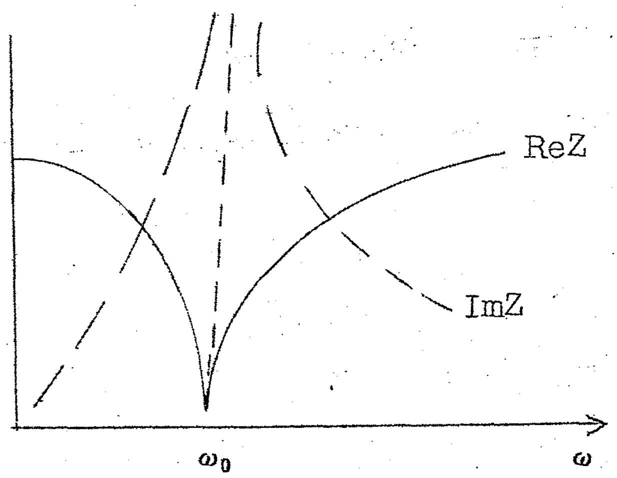
$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\Phi = -\lambda^{-2}\sin\Phi$$

$V = c/(4\pi dc)^{1/2} \sim 2\times10^9$ cm/sec, $\lambda = (\hbar c^2/8\pi J sed)^{1/2} \sim \frac{1}{2}$ mm,

$\omega_0 = V/\lambda = (2jse/\hbar c)^{1/2}$, $\omega_0/2\pi \sim 7$ Gc/sec の式が得られる。（上式は Ferrell-Prange の self-quench の時の式の一般化）が、その解として、$\Phi \ll 1$ のときには

$$\nabla^2\Phi - \{(\omega^2-\omega_0^2)/V^2\}\Phi = 0$$

となつて、系の impedance は



のように振舞うことが期待される。

8° Wheatley は例の He^3の測定の話 (Physicsをみよ) 。Martin は He^4 IIでの second sound を density correlation function vel c temp dep についてくわしい実験の話、とくにcがTにほとんど indep な方のはまだ完全な説明はないようです。そのほか、He^3が低温で Landau の Fermi liquid theory からずれることについての Balian − Fradkin の理論、He^3−He^4 mixture について、He^3の密度がある。criticalな値以下のときには、phase separation は起らないとのこと、これは新しい type の He^3 の superfluidity の問題を提起しました。以上の様な話で全体としては新しい話と云うより、今までの色々の問題の整理といつた感じの symposium でした。ぼく自身は symposium よりも、いろいろの人との個人的な discussion をもつとも enjoy しました。多分 symposium の内容は今年の Rev. Mod. Phys. に発表されると思います。