

之を既約表示の直和に分解すれば

$$I_{\nu}^p \sim (2p+1) [\bar{\alpha}_{A1} I_{A1} + \bar{\alpha}_{A2} I_{A2} + \bar{\alpha}_E I_E + \bar{\alpha}_{T1} I_{T1} + \bar{\alpha}_{T2} I_{T2}]$$

但し $\bar{\alpha}_{A1} = \bar{\alpha}_{A2} = 1 + \delta_{0h} + \delta_{3h} + \delta_{4h}$, $\bar{\alpha}_E = 2(1 + \delta_{2h} + \delta_{4h} + \delta_{5h})$, $\bar{\alpha}_{T1} = \bar{\alpha}_{T2} = 3! + 2 - 2\delta_{0h} - \delta_{1h} - \delta_{2h} + \delta_{3h}$, δ_{ih} は Kronecker の δ である。

スピンの核から成る系は $(2s+1)$ 個の獨立な核スピン函数を有し、之の適當な一次結合を基底として群 G の元素による變換の表示を一般的に與えれば⁽⁴⁾

$$I_s \sim \alpha_{A1}^* I_{A1} + \alpha_{A2}^* I_{A2} + \alpha_E^* I_E + \alpha_{T1}^* I_{T1} + \alpha_{T2}^* I_{T2}$$

以上の I_{ν} , I_{ν}^* , I_s の積表示を簡約し、 I_{A1} 或いは I_{A2} に屬する次元数を計算し、Boltzmann 統計に基いて分配函数 $Z(T)$ を作れば、特性溫度 T_k (古典的分配函数の表式に一致すると見做し得る最低溫度——例えば CH_4 では $T_k = 83^\circ K$ ⁽⁶⁾) 以下に於ては振動量子の勵起を省略する範圍内で、

$Z_{T < T_k} = \sum_p \exp(-E(p)/kT) (2p+1) \{ (\alpha_{A1}^* + \alpha_{A2}^*) \bar{\alpha}_{A1}(p) + \alpha_E^* \bar{\alpha}_E(p) + (\alpha_{T1}^* + \alpha_{T2}^*) \bar{\alpha}_{T1}(p) \}$
 茲で $\alpha_{A1}^* + \alpha_{A2}^* = \frac{1}{2}(2s+1)^2(2^2+s+3)$, $\alpha_E^* = \frac{1}{2}(2s+1)(2^2+3s+1)$, $\alpha_{T1}^* + \alpha_{T2}^* = s(2s+1)(2^2+3s+1)$ である。而して遷移の原因となる攝動が少くとも核スピン座標を含まない限り、互に直交するスピン函数を有する斯る 3 つの分子状態、 $\sum_p \bar{\alpha}_{A1}(p)$, $\sum_p \bar{\alpha}_E(p)$, $\sum_p \bar{\alpha}_{T1}(p)$ (但し Boltzmann 因子を略す) は獨立に存在し、 $T \gtrsim T_k$ なる溫度に於ける先驗的存在比は $(\alpha_{A1}^* + \alpha_{A2}^*) : 2\alpha_E^* : 3(\alpha_{T1}^* + \alpha_{T2}^*)$ となる。之を吾々は T_k 型分子の核スピン異性體と名付ける。

文献及補註

- 1) 前記報告の文献(4), 尙 CH_4 の廻轉に關しては E. B. Wilson, J. Chem. Phys. **3**, 276(1935); H. A. Jahn, Ann. d. Phys. **23**, 529(1935); A. W. Maue, Ann. d. Phys. **30**, 555(1937).
- 2) R. S. Mulliken, Phys. Rev. **43**, 279(1933); M. Kotani, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, **19**, 460(1937). 等參照, 尙表示 I の添字は Mulliken の記號を用いた。
- 3) W. Elert, Zeits. f. Phys. **51**, 6(1928).
- 4) 一般的計算は前期報告の文献(1)及び之に續いて論ぜられる。
- 5) K. S. Pitzer, J. Chem. Phys. **7**, 251(1939), 之は勿論近似値であるが、此の論文ではその理論的根據が充分明らかであるとは云えない。

高速度廻轉に利用する磁氣軸受について

荒勝 文策・片瀬 彬・小亀 淳・矢野 淑郎

廻轉體と軸受との間の摩擦をも皆無にして、超高速の廻轉を實現する爲に、物體を全く“宙に浮かす”ことを試み之に成功した。

重力に抗する力として磁氣力を使うこととし、多層圓筒コイルの性狀について種々の簡単な實驗をやつてみた結果、我々の目的に都合の良い性質を見出した。即ち、コイルに吸引される

小鐵棒は、コイルの内部では全く内壁に吸着してしまいが、入口近傍では棒の先端がコイルの中心軸に向けて吸引され、小鐵棒は何れもコイルの壁に附着しないことである。

この際、磁場による吸引力と、小鐵棒に働く重力との合力のポテンシャルを考えて見ると、コイルの軸上にあつては、コイルの中心附近にポテンシャル極小の所があり、その入口近傍、即ち上に述べた様な都合よい力を鐵片に作用する所には、不安定な平衡點がある事が解る。従つてこの點では、物體に働く重力と磁氣力とか相等しく、而もこの近傍で鐵片はコイルの壁に附着せず、もしこの不安定な平衡點にある物體と静止せしめる事が出来れば、全く他との接觸なしに物體を宙に浮かすことができる筈である。

この不安定性を變じて安定な平衡點にする爲には、鐵片が落下しようとするや否や磁場が強まつて、それを阻止し、磁石に近すぎずれば直ちに磁場が弱くなる調節作用が必要である。この操作を自動的に鋭敏に行わす爲にどの様な方法をとるべきかを考慮したが、鐵片の上下を他の平板との間の容量の變化として直接に用い、その際この間を流れる高周波電流の變化を適當に増中檢波して、コイルを流れる電流を加減することが考えられる。ところが Scudder Smith は既にかかる着想を實用化して發表している事を知つたので (Rev. Sci. Inrt. vol 12, 15, (1941)) 我々は之を参考にしながら、種々の點に改良を加え、一つの自動調節式磁氣軸受装置を作成した。配線は第 1 圖に示す如くである。

Field に用いたコイルは、0.26m. エナメル線約 20000 回巻いたもので、アンペアターンは約 1200 である。廻轉體は鐵軸を有するジュラルミン製で、種々作成したが最大 90g (但し之は全鐵製) を樂に浮かし得た。安定度は極めて良好であつて、電源の振動を除けば、20 倍の望遠鏡で觀測しても振動は認められない。

我々は引き続き、これを廻轉させるべく、廻轉磁界を作成中である。

第 1 圖

