参　考　文　献

1) K. Wilson, Phys. Rev. **D10** (1974), 2445.

2) A.A. Migdal, JETP **69** (1975), 810; 1457.

3) M. Creutz, Phys. Rev. **D21** (1980), 2308.

4) M. Imachi, S. Kawabe and H. Yoneyama, Prog. Theor. Phys. **66** (1981) No. 3.

5) D. Petcher and D.H. Weingarter, Phys. Rev. **D22** (1980), 2465.

6) M. Creutz, L. Jacobs and C. Rebbi, Phys, Rev. (1979), 1915.

Approaches to confinement

東大・教養　　米　谷　民　明

QCDにおける閉じ込めの問題を格子ゲージ理論の立場から論じた。以下はその要約。

[1] Confinement = large distance magnetic disordering.

一般にD次元時空の場の理論は，時間を虚数軸に回転して，ユークリッド空間で考えることにすると，D次元空間の古典場の統計力学と見なすことができる。温度に対応するのは，ここで扱うQCDの場合，裸の結合定数の二乗である。QCDの漸近自由性は， 格子間隔（ = a ）がゼロに近づくとともに温度を$(\log \frac{1}{a})^{-1}$ でゼロに近づけて理論を定義できなくてはならないことを示している。従って，クォーク閉じ込めの問題は，温度がどんなに低くなっても，十分長いスケールでは，ゲージ場のゆらぎにつき系は十分 disorder しているか否かという問題である。

[2] Topological excitations and disordering.

ゲージ群が Abel 群（$Z(N)$）の格子ゲージ系の相構造を調べると，系を disorder させるには，$Z(N)$ magnetic vortex sheet や，$U(1)$ magnetic （Dirac）monopole （特にNが大きい場合）等の topological なゲージ場の配位が重要であることが示唆される。

このことは$Z(N)$模型の計算機実験[1] の結果によって支持されているが，最近 Non Abel 群のゲージ系についても計算機実験が多数行われ，いくつか興味ある結果が得られた。[2,3]その結果は以下のようにまとめられる。

(1) $SU(2)$模型では，閉じ込めが十分低温でも成り立っていて，通常の摂動論から予想され

る，低温側のくりこみ群の予言と結果はよく一致する。

(2) しかし，高温相から低温相への移り行きは，当初予想されたほど smooth ではなく，何らかの意味での相転移と見なしうるような豊富な構造が存在する。

$Z(N)$ vortex picture にもとづいてこの2点を論ずることが以下の目的である。

3 Confinement and asymptotic freedom

$Z(N)$によって特徴づけられる，magnetic vortex sheet が topological な意味で準安定[*)]に存在し得る。それは，ある勝手なゲージ場の配位から$Z(N)$ sheet を生成・消滅させるに要する energy barrier は sheet が囲む3次元体積に比例するのに反して，そのエネルギー差は sheet の表面積に比例するにすぎないからである。[4)]

一方，$SU(N)$ゲージ系の漸近的自由性によって，vortex sheet の厚さを単位として有効エネルギーを計算すれば，単位表面積当たりのエネルギーは，その厚さ（$=d$）とともに$(\log d)^{-1}$で小さくなる。当面，実際の計算は半古典近似によってしか実行できないので，これによって定量的な結果を導くことは難かしいが，このことによって，どんなに低温でも，十分大きいスケールでは$Z(N)$ vortex（あるいはNが十分大きいときはむしろ$U(1)$ magnetic monopole）の condensation によって confinement が実現することが定性的に理解できる。

4 Sharp cross over and possible phase transitions

低温側の confinement は，厚さの大きい$Z(N)$ vortex sheet によって理解できるが，高温になると，厚さが小さい（〜格子間隔）vortex sheet が意味を持って来る。この点を調べるには，筆者が以前に提案した模型[5)]が便利である。 この模型は，古典的真空状態に対する$Z(N)$ vortex sheet の安定性を調節する parameter を含んでいる。この parameter のある領域では，高温相と低温相を分ける一次相転移が存在する。Wilson 模型の計算機実験の計果[2)]と合わせて考えると，この一次転移は Wilson 模型の極限（上述の模型は一つの極限として Wilson 模型を含む。）では，bulk の相転移として残らないが，その影響が string tension や比熱の特異なふるまいとして現われること，またこの一次相転移は confinement をこわす相転移ではないこと等の事実が結論される。

References

1) M. Crentz, L. Jacobs and C. Rebbi, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1390; Phys. Rev. **D20** (1979) 1915.

2) M. Crentz, Phys. Rev. **D21** (1980) 2308. C.B. Lang, C. Rebbi, P. Salomonson and B.S. Skagerstam, Phys. Lett. **101B** (1981), 173.

*) ここで準安定という意味は境界条件が固定されれば安定であるということ。

3) M. Crentz, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1441.
4) T. Yoneya, Nucl. Phys. **B144** (1978) 195; **B183** (1981) 471.
5) T. Yoneya, Nucl. Phys. **B153** (1979) 431.

二次元古典ハイゼンベルク模型の低温に於ける振舞*)

筑波大・物理　　岩　崎　洋　一

最近，Shenker と Tobochnik[1] によって，モンテ・カルロ法とくりこみ群を用いて，二次元 $O(3)$古典ハイゼンベルク模型の低温に於ける振舞が詳しく調べられた。 彼等の結果を簡単にまとめると，低温側では，Kadanoff-Wilson 流のくりこみがうまく働き， ブロック・スピン変換をした後は，温度をくりこむ事によって，変換前と同じ物理量を得る。しかし，これは $\beta\geq 1.3$（低温）でうまくいき，$\beta\leq 1.3$（高温）ではうまくいかない。このことは， $T=0$ が第二種の相転移であると，相転移の近傍でくりこみ群が使えるはずであるという，Kadanoff-Wilson の考えと一致する。一方，高温側では，高温展開と一致する。

典型的な例として，二点相関関数を考える。$\beta\geq 1.3$ でモンテ・カルロ法による結果は，

$$\Gamma(m,\ n) \sim \exp(-r/\xi(\beta)),$$

$$\xi(\beta) = C\exp(2\pi\beta)/(2\pi\beta)\cdot a \tag{1}$$

と表わすことができる。ここで r は m と n の間のきょりであり，a は格子間きょりである。定数 C は

$$C \sim 0.01 \tag{2}$$

で与えられる。式(1)で与えられる β 依存性は， くりこみ群から要請される通りである。$\beta\geq 1.3$ でくりこみ群と一致する結果が得られるということは，重要な結果で，実際には数値計算が出来ない程の大きな β に対しても式(1)が成り立つことを示したことになる。 これにより，

*) 脚注：研究会に於いては〝真空の構造〟という題で話したが， 上記の題名の方が内容をよく表わしているので変更した。