

# 強電磁場中での対称性の振る舞い ～1988-92年の研究

## Behavior of Symmetry in Strong Electromagnetic Field ~ Studies in 1988-92

菅沼 秀夫 (京大理)

### 1. はじめに

磁石や磁力は、古来より人の興味を惹きつけてやまない不思議な存在であった。一説には、“magnet”の語源は、魔術“magic”の語源と同じく、人知を超える知恵や力を持つ古代のマジ僧(magi)が行った奇跡や魔術に由来するとも言われている。歴史的にも、地磁気を応用した羅針盤は、ヨーロッパの大航海時代をもたらした。電磁石は、モーターなどの新たな動力機関をもたらした。

現代物理学においても、磁力は、円形加速器を通じて高エネルギー物理学を進展させ、磁性体や磁気相互作用は、エレクトロニクスに欠かせない有用なデバイスとなり、超伝導でのマイスナー効果やピン止め効果による磁石の浮遊は、リニアモーターカーなどの近未来工学の基礎を与えている。

本稿の主題である、強電磁場中での物理も、そういった磁力の魔力のような面白さがあり、それが私と巽さんとの接点であり、私自身の研究の出発点でもあった。

### 2. 強磁場中でのカビボ角の消失?

1988年のある日、巽さんが「強磁場中ではカビボ角が消失している可能性があるそうだ。もしそうなら中性子星とかの強磁場中では、ストレンジ粒子が崩壊しなくなるかも知れない。」と突然言ってきた。当時私は、修論のテーマを探していたところで、スキルム模型の研究を独自で行っていたが、この聞いたこともない不思議な話は、多くの疑問符と同時に、魔力にも似た妖しい魅力をも有していた。もとは坂東弘治さんから聞いたとの事で、話を聞くと、電弱統一理論で有名なサラムとストラサセディーが1970年代中頃に、「超伝導体中での磁場による対称性の回復」とのアナロジーから、そういった可能性を研究し、NatureやNuclear Physics Bなどに論文を書いていた [1]。そして、その予想を受けて「強磁場を有するハイパー核を用いたカビボ角の測定実験」などが5件行われ、2件は「カビボ角の消失」が観測され、3件は否定的であった。

高温・高密度では、カイラル対称性をはじめ、多くの対称性は回復する。しかし、強磁場中ではどうか?と聞かれると、果たして即答できる方は、そう多くはなかったと思う。確かに、超伝導体では、破れたU(1)ゲージ対称性は、強磁場中で回復し、最終的には常伝導相へと相転移する。しかし、一般の場合にはどうか?例えば、QCDのカイラル対称性ではどうか?

何より、「強磁場中での対称性の振る舞い」は、当時の素粒子・原子核分野では、あまりやられていない珍しい研究テーマであり、好事家の私の興味をくすぐった。京大の卒業研究で“磁気単極子(モノポール)”や“大統一理論”を扱ったことも、引力として作用した。こんな感じで、このテーマでの巽さんとの共同研究が始まった。(因みに、巽さんは、強磁場というよりは、カビボ角や中性子星中のストレンジネスの方に興味が強かった感じでしたが、Cabibbo角を、いつも「Cabbibo角」と誤記されており、その都度、指摘・訂正もしたのですが、先日の京大での最終講義においても、やはり「Cabbibo角」と……。でも、この研究会ではCabibbo角と正しく書いて下さいました。)

そして、研究を始めてみると、(カビボ角はさておき)「強電磁場の物理」は、思っていた以上に深遠で、物理としての発展性もあり、巽さんの「慧眼」に感嘆する結果になった。

### 3. 強電磁場中での対称性の振る舞い

最初に結論を書くと、超伝導体と「素粒子・原子核で扱う系」とでは、電磁場との結合の仕方が大きく異なり、その結果、破れた対称性に関する応答などについても、後者については自明ではなく、(後述するように) 磁場に対する応答については、むしろ逆である事が分かった [2-8]。

そもそも、外部からかける電磁場との結合や応答に関しては、超伝導体と「素粒子・原子核で扱う系」とでは、以下のような本質的な相違がある。

- 超伝導では、秩序パラメータ (クーパー対) は電荷を有し、電磁場の外場とは、tree レベルで直接的に結合する。
- 素粒子論での秩序パラメータ (例えばカイラル凝縮) は真空と同じで、電氣的に中性であり、電磁場の外場とは直接結合せず、荷電粒子のループを通して indirect に結合する。

つまり、超伝導では、外部からかける電磁場の効果は tree レベルであり、(クーパー対を荷電スカラー場として扱う) ギンツブルグ・ランダウ理論などでは、その効果を「古典的」に扱えるのに対して、素粒子・原子核で扱う系では、電磁場の外場の効果は、ループ・レベルで発現し、高度に量子論的になる。従って、後者では、電磁場の効果は非自明な量子レベルのものとなり、例えば、ループをなす荷電粒子のスピンなどの性質にも強く依存してしまう。

両者の相違を、分かり易く 図で表すと 図1 のようになる。

例: 超伝導, Cooper対



例: chiral対称性の自発的破れ, quark凝縮

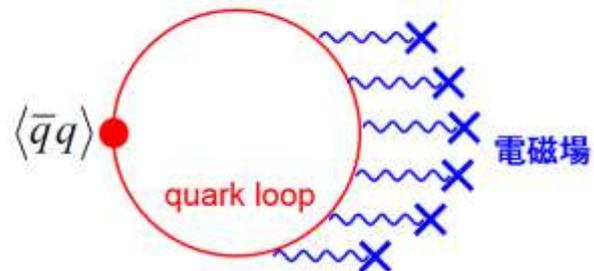


図1 超伝導と QCD 系における「秩序パラメータと電磁場との結合」に関する本質的な相違

この問題に対して、我々は、場の量子論において「様々な異なる真空状態」を扱い 比較するのに有用な「有効ポテンシャルの方法」を用いて、“一様な電磁場中での有効ポテンシャル”を研究し、世界で初めて、「電磁場が共存する場合」について、荷電粒子のループの寄与を (スピン依存性も含めて) 解析し、「電磁場中での対称性の振る舞い」を、一般的かつ定量的に明らかにした [4]。

(公正のために記すと、同時期に、我々とは独立に、当時ポスドクの Klevansky らが、南部・ジョナラシニオ模型を用いて、主として「電場のみ」の場合について、同様な研究を行っていた [9,10].)

例えば、系の有効ポテンシャルに対する、磁場  $\vec{H}$ 、電場  $\vec{E}$  という一様な電磁場中の荷電フェルミオン (電荷  $e$ 、質量  $M$ ) のループの寄与は、以下のように与えられる。(p.v. は主値積分。)

$$V_{\text{em}}^{\text{fermion}}(M; H, E) = -\frac{e^2}{24\pi^2} (H^2 - E^2) \ln M^2 + \frac{1}{8\pi^2} \text{p.v.} \int_0^\infty \frac{ds}{s^3} e^{-sM^2} \left[ (eHs) \coth(eHs) \cdot (eEs) \cot(eEs) - \left\{ 1 + \frac{e^2}{3} (H^2 - E^2) s^2 \right\} \right]$$

$H$  と  $E$  は、正確には ローレンツ不変量  $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ ,  $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$  の関数として定義されるが、

( $\vec{H} \parallel \vec{E}$  を満たすローレンツ frame を取れば) それぞれ、磁場・電場の大きさに対応する。なお、この有効ポテンシャルの表式は、結合定数  $e$  の無限次まで、つまり非摂動的効果を含んでいる。

ここでは、フェルミオン質量  $M$  が、環境に応じて変化する“対称性の破れに関する秩序パラメータ”として振る舞う場合を考える。例えば、カイラル対称性の自発的破れなどでは、クォークの有効質量  $M$  が、対称性の破れの秩序パラメータとみなすことができる。

グラフを描いたりすれば容易に分かるが、荷電フェルミオン・ループを通じての電磁場の寄与が、破れた対称性の回復に寄与するのか、あるいは、対称性の破れを更に助長するのかといったことは、

$$\frac{dV_{\text{em}}^{\text{fermion}}}{dM^2} = \frac{[(eH)^2 + (eE)^2]^{1/2}}{8\pi^2} F^{\text{fermion}}(x, \theta) \quad \text{の符号や大きさによって理解できる。ここで、}$$

$$F^{\text{fermion}}(x, \theta) \equiv -\text{p.v.} \int_0^\infty \frac{ds}{s^2} e^{-sM^2} [(s \cos \theta) \coth(s \cos \theta) \cdot (s \sin \theta) \cot(s \sin \theta) - 1]$$

は、対称性の振る舞い (回復に寄与するか、破れを助長するか) の指標となる関数であり、我々は“特性関数 (characteristic function)” と名づけた [4]。

なお、 $x \equiv \frac{M}{[(eH)^2 + (eE)^2]^{1/4}}$  は、フェルミオン質量と電磁場の無次元量の比であり、 $\tan \theta \equiv \frac{E}{H}$

は電場と磁場の割合を表す。 $F^{\text{fermion}}(x, \theta)$  は、具体的には、図2、図3のような関数である。

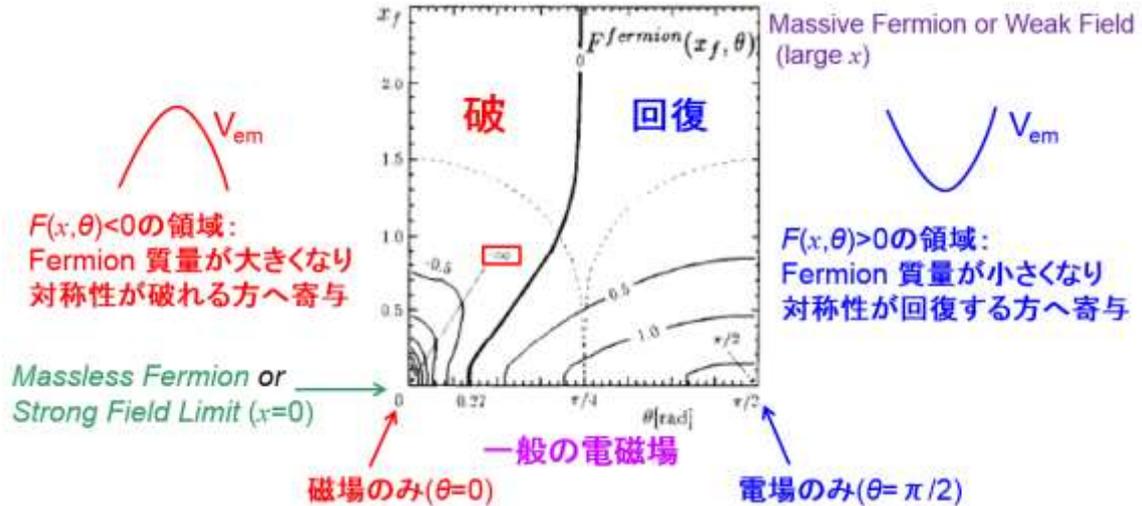


図2 電磁場中での対称性の振る舞いの指標を与える特性関数  $F^{\text{fermion}}(x, \theta)$  (荷電fermionの寄与)。  
 $F^{\text{fermion}}(x, \theta) > 0$  の領域では、フェルミオン質量  $M$  が減少し、対称性が回復する方へ寄与する。  
 $F^{\text{fermion}}(x, \theta) < 0$  の領域では、フェルミオン質量  $M$  が増加し、対称性の破れが更に助長される。  
 特に、磁場のみ ( $\theta = 0$ ) の強磁場極限 ( $x = 0$ ) では、 $F^{\text{fermion}}(x, \theta) = -\infty$  となり、対称性は必ず破れる。図は [4]より引用。

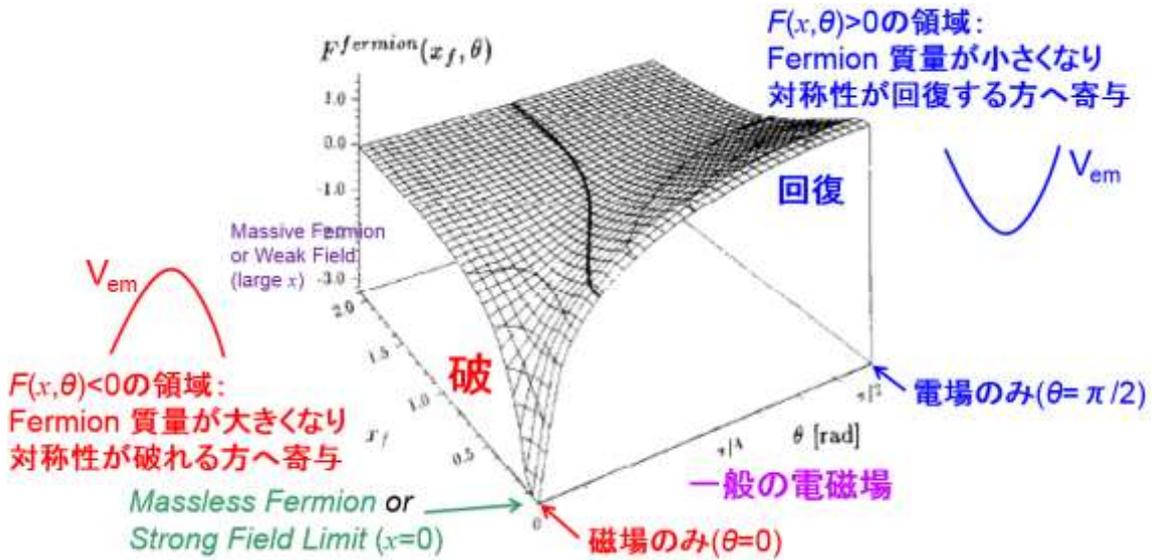


図3 一様な電磁場中での「対称性の振る舞い」の指標を与える特性関数  $F^{\text{fermion}}(x, \theta)$  の鳥瞰図 [4]。磁場のみ ( $\theta = 0$ ) の強磁場極限 ( $x = 0$ ) では、 $F^{\text{fermion}}(x, \theta) = -\infty$  となり、対称性は必ず破れる。

特性関数  $F^{\text{fermion}}(x, \theta)$  の符号と「電磁場中での対称性の振る舞い」との対応をまとめると、

- ☆  $F^{\text{fermion}}(x, \theta) > 0$  のとき、フェルミオン質量  $M$  が減少し、対称性が回復する方に寄与する。
- ★  $F^{\text{fermion}}(x, \theta) < 0$  のとき、フェルミオン質量  $M$  が増大し、対称性の破れが更に助長される。

従って、図2、図3より、電磁場中での対称性の振る舞い（荷電フェルミオンの寄与）は、

- ☆ 電場が支配的な場合は、フェルミオン質量  $M$  が減少し、対称性が回復する方に寄与する。
- ★ 磁場が支配的な場合は、フェルミオン質量  $M$  が増大し、対称性の破れが更に助長される。

また、図2、図3からも読み取れるように、強電磁場 ( $x$  が小さい領域) では、結合定数  $e$  の非摂動的な効果を反映して、高度に非線形な応答をもたらす。なお、強電磁場の極限  $x = 0$  では、

$$F^{\text{fermion}}(0, \theta) = -2\pi \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{e^{2n\pi \tan \theta} - 1} - \frac{1}{4} \right] \sin \theta \quad \text{といった比較的シンプルな表式になる [4].}$$

特に、磁場のみの場合、 $M/|eH|^{1/2} \rightarrow 0$  という強磁場の極限 (或いは massless フェルミオン) では、 $F^{\text{fermion}}(x, \theta) = -\infty$  となり、対称性は必ず破れる (或いは massless fermion の相は不安定)。

この「強磁場極限で対称性が破れる」という現象は、後年、1996年に、ミランスキーらによって、最低ランダウ準位のみでの近似的な  $\text{dimensional reduction}$  というエレガントな観点から再度研究され、「マグネティック・カタリス」 という魅力的な命名とともに爆発的なヒットとなった [11]。

(ただ、彼らの初期の論文の執筆時には我々の論文は知らなかったとのことで、引用してもらえなかったのは残念であった。勿論、彼らのその後の論文には我々の論文も多く引用されている [12].)

#### 4. 電磁場中でのカイラル対称性の振る舞い

一様電磁場中での対称性の振る舞いの一般論は定量的にも導出できたので、次は物理系への適用である。

まず、カビボ角はどうなったかという点、超伝導の場合とは異なり、真空における対称性の破れは、磁場の効果によって増大するという結論が得られたので、仮にサラムらの考察した「2種類のヒッグス場を有し、カビボ角が力学的に変化する模型」に基づいても、磁場によってカビボ角が消失することはないことを示し、その結果は1989年の大阪の国際会議において異さんが報告した [3]。(この研究と結果については、例えば、弱い相互作用の実験の第一人者である岸本忠史さんが興味を抱き、議論して下さいました。)

そもそも、Flavor Changing Neutral Current (FCNC)からの強い実験的制限を考えると、サラムらが考察した「2種類目のヒッグス」は非常に重くなければならず、現実的な「2ヒッグス模型」では、高々(GeV)<sup>2</sup>程度の電磁場では、カビボ角を含め、小林・益川行列は殆ど変化しない。

この点も含めて、カビボ角の方向には発展性がないことを、異さんに認識してもらおうのが、正直なところ、研究よりも難しかった。カビボ角は、思いの外、異さんに好かれていたようだった。

そこで止むを得ず、より適切な物理系として、QCDの最も重要な非摂動的性質のひとつである「カイラル対称性の自発的破れ」に焦点を当て、その簡単な有効模型である「線形シグマ模型」を用いた研究を、異さんに隠れて行った。そして、物理的意義、定式化、数値計算結果などの詳細を数十ページのノートにまとめて、ある日、異さんにお見せし、この方向での研究をしましょうよと持ちかけた。異さんは、「こんな事をしてたのか」「ここまでやったんなら、君ひとりでまとめなよ」と幾分不機嫌そうではあったが、結局、この方向で研究を進めることになった。その後、異さんが、先に触れた Klevansky らの論文 [9] を見つけ教えてくれた。現在とは異なり、ネットも検索システムもほとんど無かった時代である。異さんの広い知識データベースは非常にありがたかった。

そうこうやって、電磁場中での対称性の振る舞いを一般的に考察し、複数の物理系でのデモンストラーションとともに論文にまとめたのが最初の査読原著論文 [4] である。1990年の4月に投稿し、海外郵便でのレフェリーとのやり取りを経て10月には受理されたが、校正も含めて全てが郵便ということもあって、出版は翌年の1991年になってしまった。異さんにとってもプロGRESS誌以外の査読論文は、実はこれが初めてであった。レフェリーの無理難題への回答に、2人で頭をひねりつつする作業は、無論大変ではあったが、楽しくもあった。

#### 5. カラー電磁場中でのカイラル対称性の振る舞い

その後、QCDなどの非可換ゲージ系が大好きだったことから、外場を電磁場から、「カラー電磁場」に拡張した。

そもそも、現実世界には、中性子星や重イオン衝突実験も含めて、クォーク・ハドロン物理の主要な性質に有意な影響を与えられるほど強い電磁場はなかなか存在しない。当時、ニールセンやオールセンらが、超高エネルギー重イオンで、(GeV)<sup>2</sup>かそれ以上に強力な磁場が形成できると主張していたが、それは無論「瞬間的」であり、磁場の「強い時間依存性」など、非平衡でダイナミカルな難しさを含んでいる。

それならば、ハドロンの構造とも関係し得る「カラー電磁場」の方に軸足を移した方が、(解釈は難しいが) 新たな知見が得られて面白そうだと考えたのだ。

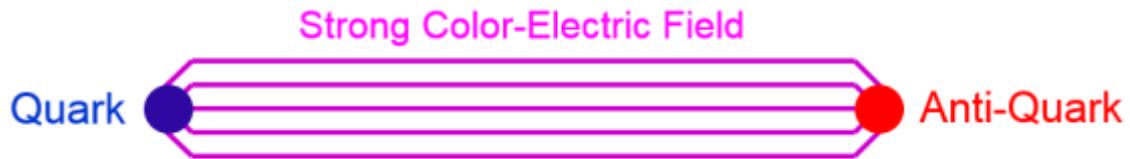


図4 ハドロンの Color-Electric Flux-Tube 描像。この描像は、ハドロンのレッジ軌跡やハドロ反応の双対性といった、ハドロンの実験的性質を説明し、ルント模型の基礎を与える。

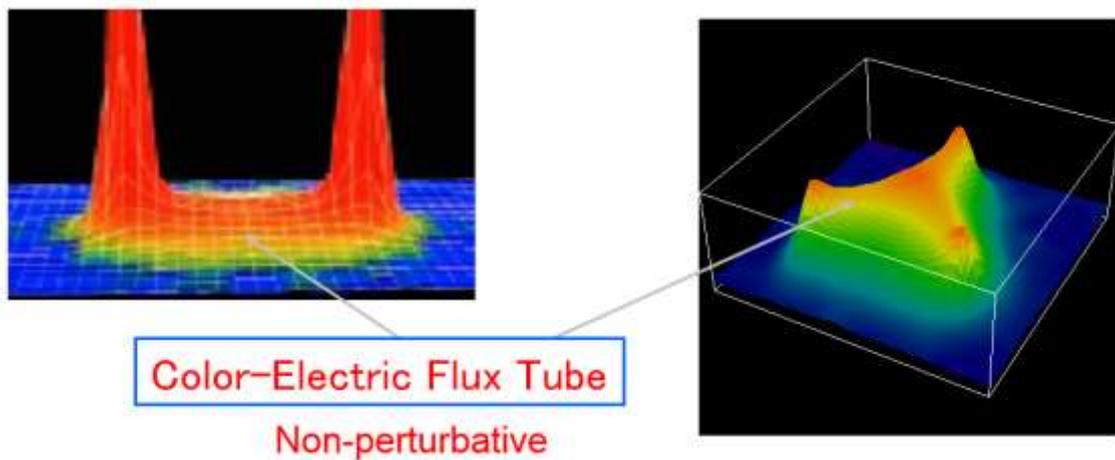


図5 ハドロンの Color-Electric Flux-Tube 描像に対する、格子 QCD の計算結果 [13,14]。静的なクォーク・反クォーク、3クォークがある場合の、局所的なカラー電磁場を图示したもの。クォーク近傍の摂動的なカラー・クーロン・ポテンシャル以外では、カラー電束は1次元状に絞られている。

研究の背景であるが、クォーク・グルーオンといった、よりマイクロな階層でハドロンの構造を記述するものの典型として、“Color-Electric Flux-Tube 描像”がある。この描像では、図4のように、クォーク間のカラー電束は、1次元的に絞られる。この描像は、ハドロ（メソン、バリオ）の“レッジ軌跡”やハドロ反応の（s-チャンネルとt-チャンネルの）“双対性”といった、ハドロンの実験的諸性質を説明し、高エネルギー・ハドロ反応でのハドロ多重生成などのシミュレーションで定量的な記述にある程度成功している“ルント模型”の基礎を与える。（後の研究であるが、この“Color-Electric Flux-Tube 描像”の妥当性は、現在では、強い相互作用の第一原理計算である“格子 QCD シミュレーション”においても、図5のように定量的に検証されている [13,14].）

特に、ハドロ反応やルント模型では、クォーク間のカラー電束を「一様な静電場」とみなして、強電場中の“シュウィンガー機構の公式”を用いて、系の記述に一応成功しているので、第0近似では、ハドロ間のカラー電場を「一様」とみなして良いのかも知れない。

こういった背景や動機から、「Constant なカラー電磁場中での対称性の振る舞い」の研究を博士課程で行った[5-8]。この研究テーマは、もちろん誰も行っておらず、真に First Study である。

まず、電磁場とカラー電磁場との違いとして、「一定のカラー電磁場」という概念からして、実は自明ではない。無論、「一定の電磁場」は、 $\partial_\lambda F_{\mu\nu} = 0$  であり、微分演算子を用いれば  $[\hat{\partial}_\lambda, F_{\mu\nu}] = 0$  と表され、これは「U(1)ゲージ不変」である。しかし、当たり前に見えるこのフォームは、非可

換ゲージ理論では、ゲージ不変ではない。実際、一般の局所的なゲージ変換によって、カラー電磁場テンソル  $G_{\mu\nu} \in \text{su}(N_c)$  は、 $G_{\mu\nu} \rightarrow \Omega(x)G_{\mu\nu}\Omega^\dagger(x)$  と変換されるので、仮に、あるゲージでカラー電磁場  $G_{\mu\nu}$  が「(時間的・空間的に)一定」の  $\text{su}(N_c)$  の行列でも、異なるゲージでは、一般に時空の各点で変化してしまい、もはや一定ではない。

そこで、「Constant なカラー電磁場」という外場に対する条件として、 $[\hat{D}_\lambda, G_{\mu\nu}] = 0$  という  $\text{SU}(N_c)$  ゲージ共変な条件を考案し、これに“covariantly constant”と名付けた。これは、非可換ゲージ理論全般で成り立つ、ゲージ共変な「constant という概念」の一般化であり、非可換ゲージ系での「並進不変性」に対応する。可換ゲージ理論では、 $[A_\lambda, F_{\mu\nu}] = 0$  なので、 $[\hat{D}_\lambda, F_{\mu\nu}] = [\hat{\partial}_\lambda, F_{\mu\nu}] = 0$  と通常の「一定の電磁場」という条件に帰着する。

この、並進不変で、ゲージ共变的に一定 (covariantly constant) な「カラー電磁場中での対称性の振る舞い」は、カラー電磁場が多成分であることを除いて、「電磁場中での対称性の振る舞い」と平行に定式化でき、それ故、カラー電磁場中での対称性の振る舞い (クォークの寄与) は、

- ☆ カラー電場が支配的な場合は、クォークの有効質量  $M$  が減少し、カイラル対称性が回復する方に寄与する。
- ★ カラー磁場が支配的な場合は、クォークの有効質量  $M$  が増大し、カイラル対称性の破れが更に助長される。

という一般的性質を明らかにした [5-8]。その上で、QCD の有効模型として南部・ジョナラシニオ模型を用いて、「カラー電磁場が外場としてある下でのカイラル対称性」について研究し、図 6 や図 7 のような定量的な結果を得た [5-8]。

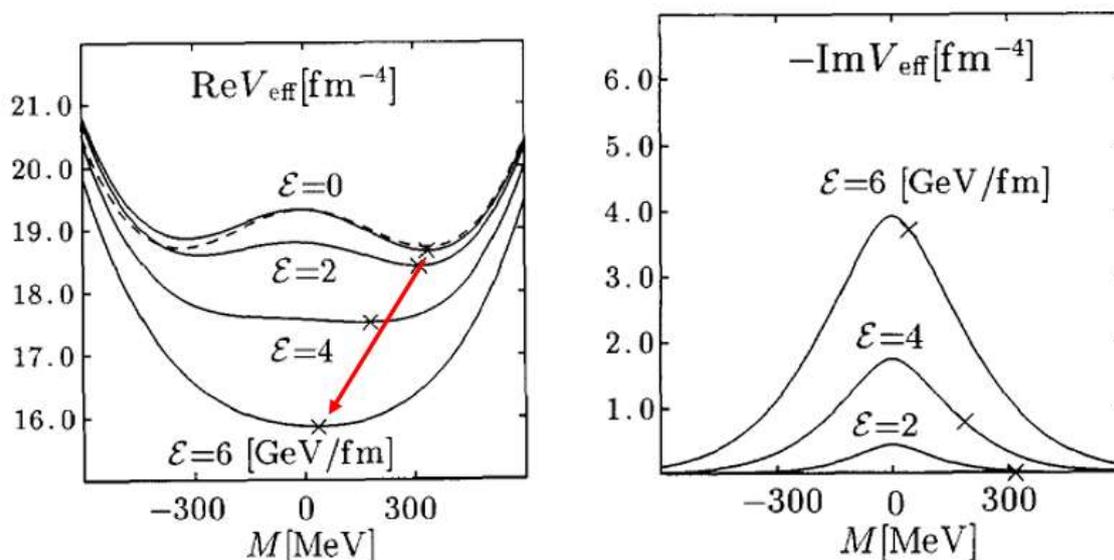


図 6 カラー電場中での有効ポテンシャルの実部  $\text{Re}V_{\text{eff}}(M)$  と虚部  $\text{Im}V_{\text{eff}}(M)$  [5-8]。南部・ジョナラシニオ模型を用いた計算であり、横軸はクォークの有効質量  $M$ 。各カラー電場で物理的に実現されるクォークの有効質量  $M_D$  は、 $\text{Re}V_{\text{eff}}(M)$  の最小点 (x) であり、強いカラー電場中で、カイラル対称性は回復する。虚部  $\text{Im}V_{\text{eff}}(M)$  は クォーク・反クォークの対生成率  $w$  に比例する。

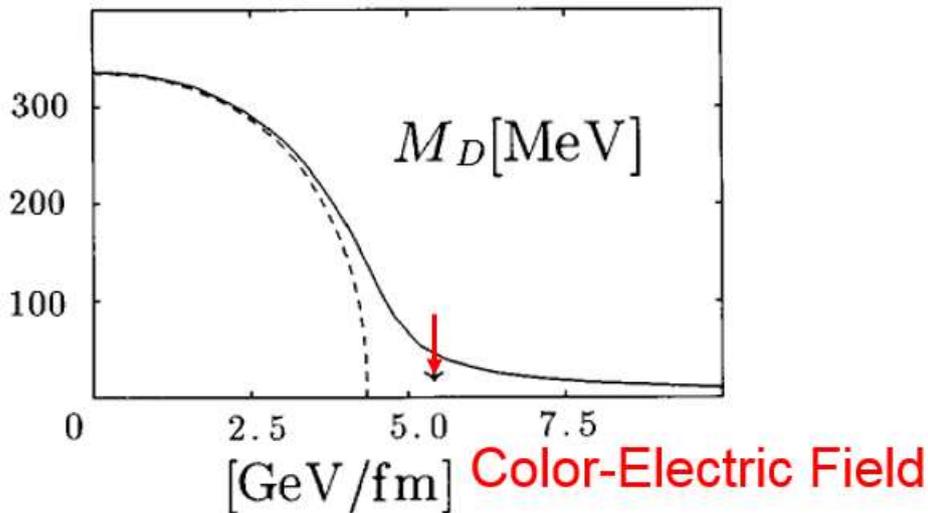


図7 カラー電場中でのクォークの有効質量 $M_D$ 。南部・ジョナラシニオ模型を用いた計算であり、点線はカイラル極限、実線はカレント・クォーク質量がある現実的な系を表す。カラー電場の効果で、クォークの有効質量 $M_D$ は減少し、カイラル対称性は回復する。矢印は、ハドロンの Regge slope 即ち string tension  $\sigma \approx 0.89\text{GeV}/\text{fm}$  から (モデルに依らず) 評価されるカラー電場の強さ。

図6は、カラー電場中での有効ポテンシャルの実部  $\text{Re}V_{\text{eff}}(M)$  と虚部  $\text{Im}V_{\text{eff}}(M)$  である。 $\text{Re}V_{\text{eff}}(M)$ の最小点が、各カラー電場で物理的に実現される系であり、図7は、各カラー電場で物理的に実現されるクォークの有効質量 $M_D$ をカラー電場の関数としてプロットしたものである。カラー電場の効果により、クォークの有効質量 $M_D$ は単調に減少し、ある「臨界カラー電場」以上の強いカラー電場中では、カイラル対称性は回復する。

カラー電場の強さは、ハドロンの Regge slope 即ち string tension  $\sigma \approx 0.89\text{GeV}/\text{fm}$  および「ガウスの定理」などからモデルに依らず評価でき、ここでの定義では  $E = 6\sigma \approx 5.3\text{GeV}/\text{fm}$  (図7の矢印の位置) になる。なお、非可換ゲージ理論では、一般に「ガウスの定理」は成り立たないが、covariantly constant の場合には、非可換ゲージ理論でも、カラーの各対角成分について「ガウスの定理」が成立する。(また、カラー電場は本来、「カラー空間の行列」で表されるが、ここでは、カラーSU(3)の基本表現であるクォークの場合を念頭に定義し、その結果、ここでの「カラー電場の大きさ」 $E$ は、定数因子6だけ大きく見えている。)

結論としては、ハドロン内部には、十分に強いカラー電場が存在し、カイラル対称性が回復している。つまり、この研究が示唆することとしては、「ハドロンの外での真空ではカイラル対称性は破れているが、ハドロン内部では、カイラル対称性は回復しておりクォークは massless として振る舞う」これは、ハドロンに対する別のポピュラーな描像である「カイラル・バッグ模型」を示唆する結果であり、ハドロンに対する2つの異なる描像を結び付けるという点でも興味深いと思う。

カラー電場がある場合、有効ポテンシャルに虚部  $\text{Im}V_{\text{eff}}(M)$  が現れるが、これは、物理的には「カラー電磁場でのシュウィンガー機構によるクォーク・反クォーク対生成」という系の不安定性

に対応し、定量的には、(単位時空間あたりの) クォーク・反クォークの対生成率  $w$  は、 $w = -2\text{Im}V_{\text{eff}}(M)$  と、単純な比例関係で表される [5-8]。

こうして導出した「カラー電磁場の場合のシュウィンガー公式」に基づいて、カラー電磁場中でクォーク・反クォーク対生成の研究を行い、高エネルギー重イオン衝突直後の pre-equilibrium の系 (クォーク・グルーオン・プラズマが生成される前の段階) なども簡単に考察した [6-8]。

さて、我々が見出した「(カラー) 電場によるカイラル対称性の回復」は、超伝導体における「磁場による U(1)ゲージ対称性の回復」とは対照的である。その直観的で物理的な説明としては、以下のように考えられる。(図 8 を参照。)

超伝導体において、外部磁場は、「マイスナー効果による自由エネルギーの増加」と「クーパー対の破壊」をもたらし、それらが超伝導状態を不安定化し、磁場による超伝導相から常伝導相への相転移を引き起こす。ここで、(通常の) クーパー対は「スピンの異なる電子のペア」であり、磁場中では、クーパー対を形成する 2 つの電子は、スピン磁気相互作用により、互いに逆方向に引き離され、対凝縮は壊されていく。

それに対して、カイラル対称性の自発的破れの秩序パラメータである クォーク凝縮  $\langle \bar{q}q \rangle$  は、「スピンが異なるクォークと反クォークの対凝縮」であり、対凝縮中のクォークと反クォークは、スピンも (カラー) 電荷も逆である。従って、図 8 下図のように、(カラー) 磁場では 両者は引き離されず、破壊されない。むしろ、図 8 上図のように、(カラー) 電場によって、クォーク対凝縮  $\langle \bar{q}q \rangle$  中のクォークと反クォークは、逆方向に引き離され、その結果、クォーク凝縮  $\langle \bar{q}q \rangle$  は壊され、消失していく。つまり、カイラル対称性は回復していく。ここでも素粒子論では、「凝縮」は「真空と同じで charge を持たない」という点が、超伝導との本質的な差の源流になっている。(クォーク凝縮については、トータルで charge がゼロなので、「マイスナー効果」の類も起こらない。)

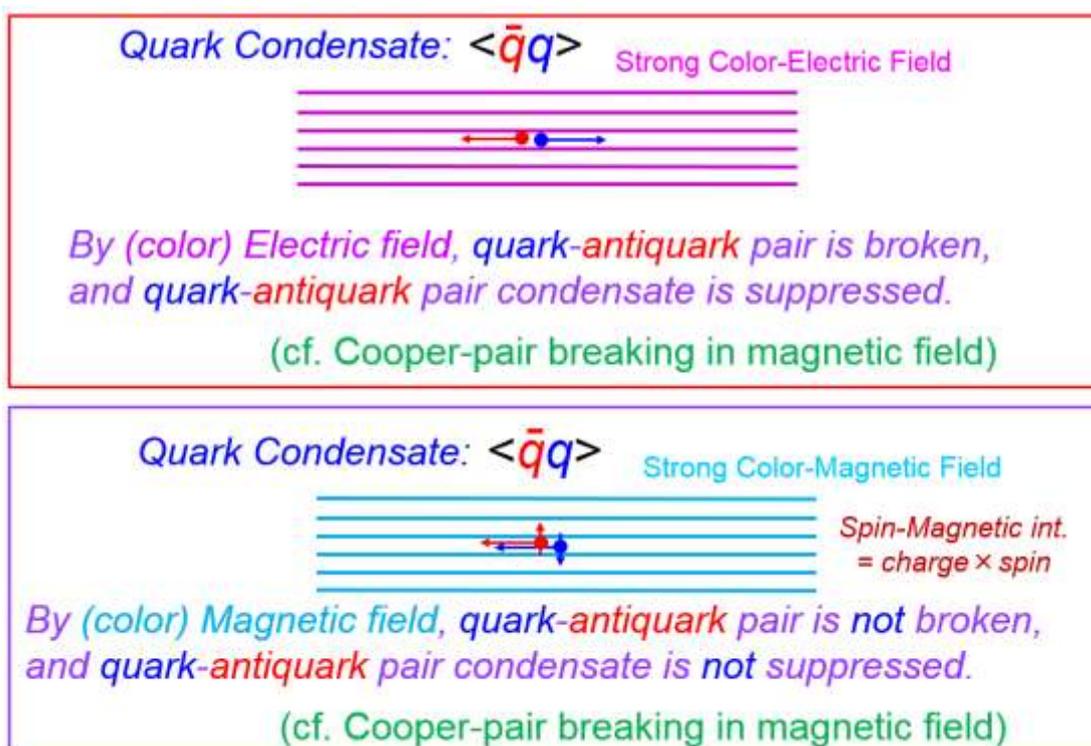


図 8 「(カラー) 電場による、カイラル対称性の回復」に対する直観的で物理的な説明。

## 6. おわりに

巽さんとの研究は、最初のテーマを大きく変えてしまうなど、色々とあって実に思い出深いものであった。今からみても、かなり先駆的であり、「(カラー) 磁場中では対称性の破れが進み、(カラー) 電場中では回復する」という現象を世界で初めて明確に示し、その一般化まで詳細に行った。この研究は、在学中に、レビュー論文 [10] に1つのセクションにわたって取り上げられた。そして、この現象を含めた「強磁場中での物理」は、上で述べたように、その数年後のミランスキーらの研究を機に世界的に注目され、更に、新物質の「グラフィン」、新天体の「マグネター」、「QGP 生成実験での強磁場効果」、「カイラル磁気効果」など、異なる領域において、様々な形で発展をとげ、現在では非常にホットな研究テーマの1つになっている [12]。

巽さんとの共同研究は、私がポスドク1年目に健康を害し、同時に、「クォークの閉じ込め」の研究を始めてしまった事などにより、不本意な形で終了してしまった。この場を借りて、改めてお詫びしたいと思う。因みに、新しく始めたクォーク閉じ込め研究は、南部博士らが提案した「双対超伝導理論」に基づくものであり、ここでも「カラー電磁場の物理」が主役になった。

それにしても、巽さんは、まるで「磁石のような魔法」を用いて、色々なものを結び付けて下さいました。研究では、素粒子・原子核・宇宙・物性といった、多くの異なる分野から「面白い物理」を結びつけ、共同研究などによって、武藤巧さんを始め、多くの「志を心に秘めた人」を結びつけ、個人的には、私と家内を、仲人さんとして結び付けて下さいました。巽敏隆先生には、これからもうこういった「磁石のような attractive な魔法」を魅せ続けて欲しいと心から願っています。

## References

- [1] Abudus Salam and J.A. Strathdee, “Transition to CP Conservation and Zero Cabibbo Angle in Strong Magnetic Fields”, *Nature* **252** (1974) 569-571; “Transition Electromagnetic Fields in Particle Physics”, *Nucl. Phys.* **B90** (1975) 203-220.
- [2] 菅沼秀夫, 修士論文「強磁場中での対称性の振舞いと Cabibbo 角について」(1989.2).
- [3] T. Tatsumi and H. Suganuma, “Symmetry Behavior in Strong Magnetic Field and Cabibbo Angle”, *Proc. of Int. Conf. on “Nuclear Weak Process and Nuclear Structure”* (World Scientific, 1989) 76-82.
- [4] H. Suganuma and T. Tatsumi, “On the Behavior of Symmetry and Phase Transitions in a Strong Electromagnetic Field”, *Ann. Phys.* **208** (1991) 470-508.
- [5] H. Suganuma and T. Tatsumi, “Manifestation of Chiral Symmetry and the Effective Potential in a Strong Color-Electromagnetic Field”, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 371-376.
- [6] H. Suganuma and T. Tatsumi, “Quark and Antiquark Pair Creation in QGP Formation”, *Proc. of Int. Symp. on “High Energy Nuclear Collisions and Quark Gluon Plasma”* (World Scientific, 1992) 227-232.
- [7] 菅沼秀夫, 博士論文「color 電磁場中での chiral 対称性と quark-antiquark 対生成」(1992.3).
- [8] H. Suganuma and T. Tatsumi, “Chiral Symmetry and Quark-Antiquark Pair Creation in a Strong Color-Electromagnetic Field”, *Prog. Theor. Phys.* **90** (1993) 379-404.
- [9] S.P. Klevansky and R.H. Lemmer, “Chiral Symmetry Restoration in the Nambu-Jona-Lasinio model with a Constant Electromagnetic Field”, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 3478-3489.
- [10] S.P. Klevansky, “The Nambu-Jona-Lasinio Model of Quantum Chromodynamics”, *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 649-708.

- [11] V.P. Gusynin, V.A. Miransky, I.A. Shovkovy, “*Dimensional Reduction and Catalysis of Dynamical Symmetry Breaking by a Magnetic Field*”, Nucl. Phys. **B462** (1996) 249-290.
- [12] For a recent review, V.A. Miransky and I.A. Shovkovy, “*Quantum Field Theory in a Magnetic Field: From Quantum Chromodynamics to Graphene and Dirac Semimetals*”, Phys. Rept. **576** (2015) 1-209.
- [13] H.J. Rothe, “*Lattice Gauge Theories: An Introduction*”, World Sci. Lect. Notes Phys. **82** (2012) 1-606.
- [14] H. Ichie, V. Bornyakov, T. Streuer and G. Schierholz, “*Flux Tubes of Two and Three Quark System in Full QCD*”, Nucl. Phys. **A721** (2003) 899-902.