超並列計算機 CP-PACS が拓く素粒子標準理論研究の新展開

青木慎也

〈筑波大学 物理学系 305-8571 つくば市天王台 1-1-1 email:saoki@het.ph.tsukuba.ac.jp〉

金谷和至

〈筑波大学 物理学系 305-8571 つくば市天王台 1-1-1 email:kanaya@rccp.tsukuba.ac.jp〉

吉江友照

〈筑波大学 計算物理学研究センター 305-8577 つくば市天王台 1-1-1 email:yoshie@rccp.tsukuba.ac.jp〉

概 要

ハドロン内に閉じ込められているクォークの基本パラメータを精密決定し、ＣＰの破れなどの素粒子標準理論の重要課題を解決するためには、クォークの力学である量子色力学 (QCD) を用いてハドロンの物理量を導出することが不可欠である。相互作用の強さため、QCD の非摂動な取り扱いが必要で、現在、格子 QCD にもとづく数値シミュレーションが唯一の系統的計算法である。しかし、様々な系統誤差を抑えて実験と比較し得る精度で計算を行うために要求される計算量は莫大で、これまでの計算機の能力を越えていた。筑波大学を中心とするグループは、物理学者と計算機工学者の密接な協力のもとに超並列計算機 CP-PACS を開発し、その高い演算性能を使って、それまでの計算量の数百倍に相当する大規模な格子シミュレーションを実行した。その計算によって得られた結果は、素粒子標準理論全体の解明に飛躍的な進展をもたらしつつある。特に、自然界の基本パラメータのひとつであるクォークの質量に関して、はじめて系統的な計算を行った。この記事では、ハドロン質量スペクトルやクォーク質量の決定など、CP-PACS による主要な研究成果を紹介する。

1　はじめに

人類は、自然界の基本構成単位を求めて、物質を原子、原子核、そして陽子・中性子へと分解してきた。陽子・中性子を代表とするハドロンはさらにクォークから構成される。6 種類のクォークと、電子やニュートリノを代表とする 6 種類のレプトンが、現在知られている最も基本的な構成単位、「素粒子」である。

ここでクォークは、《閉じ込め》という、それまでの階層には無い際だった性質を持っている。すなわち、クォークはハドロンの中にきわめて強く束縛されていて、どのように大きなエネルギーをつぎ込んでも、単独に取り出すことができないと考えられている。

これまで、基本粒子の力学的性質は、ほぼ自由状態に置かれた粒子が他と弱く相互作用する様子を調べることにより解明されてきた。ところが、クォークの場合、こうした摂動論的方法が単純には応用できない。幸い、高エネルギー加速器実験により、クォークは、非常に短い距離を伝搬するだけならほとんど自由粒子のように振る舞うこと (漸近的自由性) が見いだされた。これを手がかりにして、摂動的解析と対称性などの理論的考察により、クォークの強い相互作用を記述する基礎理論として、《量子色力学 (QCD)》が提唱された。QCD は、素粒子の電弱相互作用を記述する Weinberg-Salam 理論とあわせて、素粒子の標準理論を構成している。

しかし、高エネルギー散乱でも最終的にはハドロンの状態しか存在せず、QCD が本当に正しい理論であることを実証するには、QCD に基づいてクォークの束縛状態であるハドロンの質量などを計算し、実験値と比較する必要がある。また、《閉じ込め》のために、クォーク質量などの QCD の基本パラメータも実験では直接測定できず、ハドロン質量などを通じて間接的に決定しなければならない。さらに、ハドロンの内部構造に依存する物理量の不定性が、電弱相互作用の基本パラメータの精密な決定をも阻害している。これらの課題を解決するためには、従来の摂動論中心の発展とは異なった視点の、非摂動論的な計算方法を開発し、QCD の第一原理から直接ハドロンの質量や内部構造などの諸性質を導かなくてはならない。

それに対するひとつの答えが、1974 年に Wilson によって提案された「格子 QCD」である [1]。格子 QCD では、有限で離散的な時空 (格子) 上で理論を定式化し、格子サイズが大きく、格子間隔が小さい極限で現実の QCD を定義する。これにより、計算機を用いたシミュレーションが可能になり、ハドロン構造などの非摂動論的な物理量が原理的には計算できるようになった。しかし、膨大な計算量が要求されるため、1990 年代中頃までの計算機では、計算可能な物理量の種類も計算精度も、格子 QCD の潜在能力に比べてまだまだ貧弱な状況にあった。

筑波大学計算物理学研究センターの超並列計算機 CP-PACS は、文部省の新プログラム研究「専用並列計算機による『場の物理』の研究」により 1992 年から 1996 年にかけて開発された高速計算機で、それまで格子計算に用いられてきた計算機を大きく凌駕する性能を持っている [2]。CP-PACS は、格子 QCD 計算が高速に実行できるよう、基本設計の段階から物理学研究者と計算機工学研究者の密接な協力のもとに、開発された。1996 年の稼働開始以来行ってきた未曽有の大規模計算により、素粒子標準理論の研究に大きなブレークスルーをもたらしている。

以下では、第 2 章で CP-PACS の計算機としての特徴を述べ、第 3 章で格子 QCD 計算の概要を説明する。第 4 章 ~ 第 10 章で CP-PACS による主要な研究成果を紹介し、最後に第 11 章で今後の方向について言及する。

図 1: 超並列計算機 CP-PACS

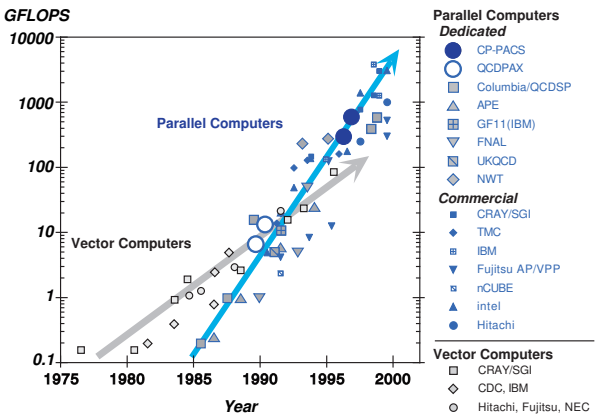

図 2: 大型計算機の発達の歴史。GFLOPS は 10^9 回 / 秒の演算速度をあらわす。

2 超並列計算機 CP-PACS

物理の結果を議論する前に、我々が使った計算機 CP-PACS （図 1) を紹介しよう。CP-PACS の名は、Computational Physics by Parallel Array Computer System の短縮である。CP-PACS は、2048 台の演算ノードを高速なネットワークで結合させた超並列計算機で、全体として 614 GFLOPS (毎秒 6 千億回の倍精度浮動小数点演算) の演算性能を持って

いる。

図 2 に、科学技術計算用の大型計算機の発展を示した。1992 ~ 3 年頃から、スーパーコンピュータにおけるスピード競争の最前線は、並列計算機により切り開かれている。日本でも、川合敏雄、星野力らの PACS/PAX シリーズ [3] など、早い時期から並列計算機の研究が進められており、特に、PAX 5 号機の QCDPAX[4] により、並列計算機が格子 QCD の研究において強力な武器となることが実証された。こうした背景の下に、CP-PACS プロジェクトは、格子 QCD をはじめとする『場の物理』研究に画期的な進展をもたらすために、実際の物理の計算で数百 GFLOPS の実効性能を出せる計算機の開発を目的として、1992 年に発足した [2]。

高い実効性能を実現する際に問題になるのが、近年の CPU の性能向上に演算データを供給するメモリの性能向上が追い付いていない、という点である。実際、市販の CPU とメモリで演算ノードを組んだ場合、メモリの性能不足のため、CPU のスピードが 10 分の 1 も生かされないと試算された。この問題は、演算レジスタ数を増やすなど、QCD 計算専用に CPU のハードや命令セットを大きく変更すれば解決できるが、開発費や開発期間の制限からそれは不可能であった。

この困難を解決するために物理学者と計算機工学者で検討を繰り返した結果出されたのが、《スライディング・ウインドウ・レジスタによる疑似ベクトル演算機構 (PVP-SW)》のアイデアである。CPU に高速なレジスタを多数用意し、レジスタの使用領域 (ウインドウ) を次々に切り替えながら計算を進め、同時に、将来必要になるデータをあらかじめメモリからレジスタの将来のウインドウにロードしておけるようにした。これにより、演算命令セットの変更なしに、メモリ・アクセスと演算を重ねる処理が可能になり、CPU のほぼ最高性能を達成できるようになった。実際、格子 QCD 計算の中心部分であるクォーク行列積計算で、ピーク性能の 63%に相当する 388 GFLOPS が実測された [5]。

ネットワーク関係では、相手ノードのユーザ領域メモリに OS の介在なしに直接書き込む《リモート DMA 通信》を開発し、高い実効通信速度を達成した。また、各ノードを、クロスバー スイッチを 3 次元格子に組んだ《 3 次元ハイパー クロスバー ネットワーク》により結合し、フレキシブルな分割運用を可能にした。CP-PACS の詳細については、文献 [2] や筑波大学計算物理学研究センターのホームページ [6] を参照されたい。

CP-PACS は 1996 年に稼働を開始し、その年の 11 月には、世界の高速計算機をランキングした TOP500 リスト [7] で、最高速のコンピュータとして認定された。計算機性能の向上は速く、2000 年 6 月のリストでは 35 位に落ちているが、集中的に物理研究に用いられている計算機としてはなお最高水準の性能を誇っている。それ以上に、1996 年以来マシンをほとんど休み無く動かし続け、膨大な計算を実行したインパクトは大きい。以下に述べるように、ここで蓄積された計算結果は、素粒子標準理論の研究において、21 世紀の新しい地平を切り開くに十分なものとなった。

3 格子上の QCD

格子 QCD は、有限で離散的な 4 次元時空 (格子) 上で定式化された場の量子論である。クォークやグルオンは、格子の各点や各リンクに定義された場であらわされる (図 3)。物理量は、グルオン場とクォーク場を積分変数とする経路積分で与えられ、たとえば、32^4 格子では約 5000 万次元の多重複素積分となる。次元数が膨大であるため、積分はモンテカルロ法により数値的に評価する。その結果を、(1) 格子サイズ無限大へ外挿、(2) 連続極限 (格子間隔ゼロの極限) へ外挿することにより、現実の連続時空上の QCD に関する予言を行う。

クォーク部分の計算には、ディラック・オペレータをあらわす大規模疎行列 (32^4 格子で約 1000 万行 1000 万列の複素行列) の逆行列を求める部分が含まれており、これが格子 QCD 計算全体のコア部分となっている。計算には CG 法などが用いられるが、

年	1981	1988	1993	1998
	[8]	[9]	GF11[10]	CP-PACS
最大格子	$8^3 \times 16$	$24^3 \times 40$	$32^3 \times 40$	$64^3 \times 112$
La [fm]	0.8	1.7	2.3	3.0
a [fm]	0.1	0.1	0.07	0.05
m_q[MeV]	100	40	33	23

表 1: 格子 QCD におけるクェンチ近似シミュレーションの推移。La は格子サイズ。格子間隔 a、クォーク質量 m_q は、最小の値を示した。

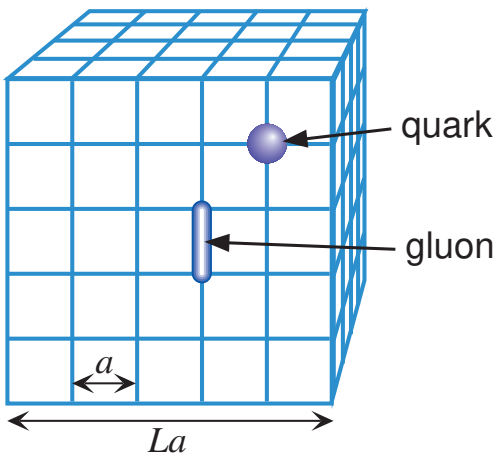

図 3: 格子 QCD。格子間隔 a、格子サイズ La の 4 次元時空格子上で、クォーク場とグルオン場の量子力学系として定義される。

行列の条件数がクォーク質量の逆数に比例しており、クォークを軽くするにつれて計算量が急激に増加する。そのため、最新の高速計算機でも、現実的な u, d クォーク質量の領域での計算を行うことはできない。現状では、s クォークの数分の 1 程度に重い領域での計算結果を、(3) 軽い u, d クォーク質量へ外挿することが、上記 2 つの外挿に加えて、必要である。

これらの外挿による系統誤差をコントロールして、信頼性の高い結果を得るためには、十分大きな格子サイズ、十分小さな格子間隔、十分軽いクォーク質量で、それぞれ数点づつ、統計精度の高いシミュレーションを実行しなければならない。たとえばハドロンの質量スペクトル計算では、格子サイズはハドロンのサイズである約 2 fm より十分大きく、格子間隔は標準格子作用では約 0.1 fm より細かくなければならない。

こうした系統的シミュレーションを実現することは容易ではない。特に、モンテカルロ法のグルオン場配位の生成部分で多数回要求されるクォークの逆行列計算が大きな負担となっている。そこで、真空中のクォークの対生成・対消滅の効果 (動的クォーク効果) を無視して、配位生成における逆行列計算を省略した「クエンチ近似」が、今日までの大半の研究で採用されてきた。これにより、全体の計算量を数百分の 1 に抑えることができるが、他方、クエンチ近似による新たな系統誤差 (ハドロン質量スペクトルで 10% 程度と予想された) が導入されることになる。

以下では、はじめに、クエンチ近似の有効性と限界を、CP-PACS の計算結果に基づいて議論する。そして、近似を取り除いた「フル QCD」のシミュレーションが、CP-PACS によってどこまで達成されたかを述べる。

4 クエンチ近似におけるハドロン質量スペクトル

u, d, s クォークからなる軽いハドロンの質量スペクトルを精密に決定することは、格子 QCD の最重要課題として、格子計算の最初期である 1981 年以降、精力的に取り組まれてきた。表 1 に、クェンチ

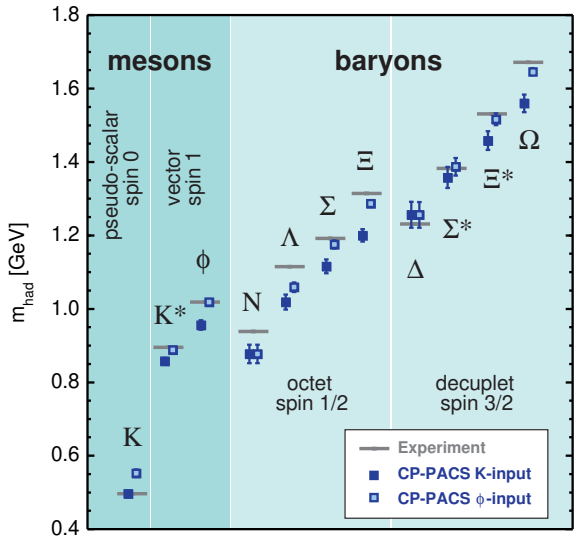

図 4: クエンチ近似のハドロン質量スペクトル [11]。π 中間子と ρ 中間子の質量は実験値がインプットとして用いられており、図では省略した。K-input (ϕ-input) では、さらに K (ϕ) 中間子質量もインプットになっている。

近似シミュレーションの典型的なパラメータがどのように発展してきたかを示す。1988 年以前の計算では、クエンチ近似を採用しても、計算機の能力不足のため、十分な研究が困難であった。特に、格子サイズが典型的なハドロンの大きさ 2 fm にも達していない。また、当時の計算機能力では、一つの格子サイズで一つの格子間隔に対する計算を行うのが精一杯で、それらの結果がどの程度の系統誤差を持つか議論できなかった。

種々の系統誤差を取り除くための組織的外挿は、1992 ~ 3 年に Weingarten ら (GF11) によって初めて試みられた [10]。彼らは、数種類の中間子 (メソン) と重粒子 (バリオン) の質量を計算し、クォーク質量と格子間隔に関する外挿を行なった。しかし、データの精度やシミュレーション パラメータの限界から、これらの外挿や有限サイズ効果の補正における系統誤差を評価・コントロールできなかった。また、最終的な計算誤差自体も大きく、予想されるクエンチ近似による誤差があるのかどうかも判別できない。

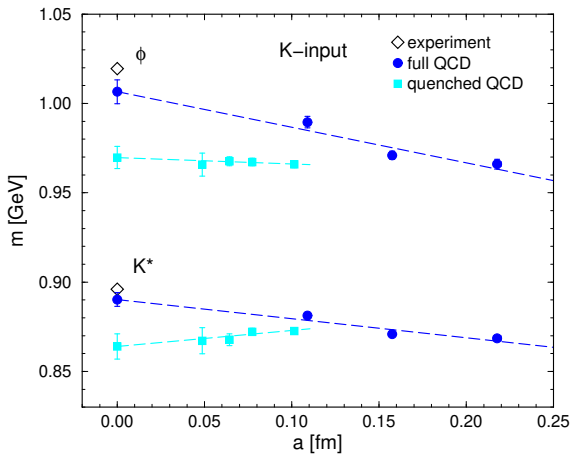

図 5: 中間子質量の格子間隔 (a) 依存性と連続極限への外挿 [12]。フル QCD とクエンチ QCD の結果を実験値 ($\diamond$) と比較した。

そこで、CP-PACS における最初のプロジェクトとして、「クエンチ近似の範囲内でハドロン質量スペクトルの最終結果を確定すること」を目指し、系統的で高精度の質量スペクトル計算を行なった。u, d クォークが縮退した近似で、u, d, s からなる中間子とバリオンのうち、フレーバー SU(3) の 8 重項 (スピン 1/2) と 10 重項 (スピン 3/2) に関する全ての基底状態の質量を計算した。以下で述べるように、この計算によって、全ての外挿を精密にコントロールすることに初めて成功した。シミュレーションには、CP-PACS を約 1 年間用いた。これは、GF11 の約 100 倍の計算量に相当する。

まず、我々の得たハドロン質量スペクトルの結果を紹介しよう。組織的な解析の結果、クエンチ近似以外の全ての誤差として、中間子に対しては 1–2%、バリオンに対しては 2–3% の精度で、質量スペクトルを決定した。格子 QCD では、QCD の基本パラメータである結合定数、u, d クォーク質量、s クォーク質量を決定するために、ハドロン質量の実験値を 3 つインプットとして利用する。他のハドロン質量などが QCD からの予言となる。我々は、クエンチ近似の影響を調べるために、インプットとして π, ρ, K 中間子を使う場合と、π, ρ, ϕ 中間子を使う場合の両

方を計算した。近似がなければ、両者の結果は一致すべきものである。u, d, s クォークからなる中間子とバリオンの基底状態に関する質量スペクトルの結果を、図 4 に示す。

図 4 から、スペクトルの全体的パターンはよく再現されているが、インプットとして K を使う場合と ϕ を使う場合で結果がずれており、いずれの場合も全てのスペクトルを完全に実験値と一致させられないことがわかる。スペクトルは実験値から統計的に有意に、かつ組織的にずれており、差異は最大 10%程度、7σ にも達している。特に、中間子の超微細構造 ($K - K^*$ の質量差) は実験値より 10%も小さい。これから、《クエンチ QCD はハドロン質量スペクトルの全体的パターンを正しく再現するが、質量の値は実験値と最大 10%程度ずれる》という結論が導かれる。

次に、我々のシミュレーション内容を紹介しよう。我々は 全ての格子で 3 fm という大きな格子サイズを採用した。これにより、ハドロン質量における有限サイズ効果が統計誤差より小さな 0.5%程度以下に抑えられる。格子間隔 a は、0.05–0.1 fm の範囲の４点を選んだ。連続極限での質量と有限間隔格子での計算結果の差異 (スケーリングの破れと呼ばれる) は、最低次では a に比例する。実際、我々のデータは a の 1 次式で良くフィットされ、高次項に起因する系統誤差は連続極限で 1% 以下と評価される。

種々の系統誤差の内、特に制御がむつかしいのは、クォーク質量 m_q の外挿に起因する誤差である。u, d クォークの質量は 5MeV 程度 (擬スカラー中間子とベクトル中間子の質量比 $m_{\rm PS}/m_{\rm V}$ で測って $m_\pi/m_\rho = 0.18$ に相当) であるが、CP-PACS 以前の計算の大半は約 40MeV ($m_{\rm PS}/m_{\rm V} \simeq 0.5$) より重い領域でしか行われておらず、ハドロン質量の m_q 依存性を系統的に調べることが困難であった。そのため、GF11 を含め多くの計算では、ハドロン質量を m_q の 1 次関数と仮定してきた。

CP-PACS ではさらに軽い 23MeV ($m_{\rm PS}/m_{\rm V} \simeq 0.4$) まで計算を行い、ハドロン質量が m_q の単純な 1 次式では再現できないことを示した。他方、クエンチ QCD のカイラル摂動論によれば、ハドロン質量は近似なしの QCD より複雑な m_q 依存性を持っており、特に、カイラル極限 ($m_q = 0$) で特異性を持つと予想されている。我々はこの問題を組織的に調べ、$m_{\rm PS}^2/m_q$ がカイラル極限に向かって発散するなど、クエンチカイラル特異性の存在を示唆する幾つかの証拠を見いだした。この結果を受けて、我々は m_q の外挿にはクエンチ近似カイラル摂動論による理論式を用いることにした。同時に、外挿に起因する系統誤差の大きさを見積もるため、伝統的に採用されてきた m_q の多項式を用いた外挿も試みた。その結果、 2 種類の外挿式は、連続極限のハドロン質量に最大でも 1.6%, 1.6σ 以下の違いしかもたらさないことがわかった。クォーク質量の外挿に伴う系統誤差を組織的に調べ制御したのは、この計算が初めてである。

以上の様に、 3 つの外挿に起因する系統誤差は何れも統計誤差 1–3% 程度以下である。このことから、図 4 の結果、特にクエンチ QCD におけるハドロン質量の実験値からのずれの存在は、我々の計算によって確立された。

5 フル QCD におけるハドロン質量スペクトル

クエンチ近似の限界が明らかになったので、次の自然なステップは、クエンチ近似を取り除いた格子 QCD (フル QCD) で、動的クォーク効果を調べることである。ハドロン質量スペクトルの問題はもちろんだが、U(1) 問題や B 中間子の崩壊定数など、動的クォークの効果が直接問題となる重要な課題が山積しており、今後の格子 QCD 研究の中心となる方向である。実際、世界中でいくつか研究が始められている。最初の課題は、ハドロン質量スペクトルにおけるクエンチ近似の系統誤差が、動的クォーク効果を取入れることで、いかに小さくなるかを調べることである。

しかし、フル QCD 計算には、単純にはクエンチ近似の数百倍の計算量が要求されるので、これまで、

系統的な研究を行うのは困難な状況であった。これを打破し、最初の系統的フル QCD シミュレーションを遂行することを、CP-PACS における第 2 のプロジェクトとした。

膨大な計算量を考慮して、次のような方針をたてた。まず、最も影響が大きい u, d クォークは動的に取入れるが、比較的重い s クォークはクエンチ近似で取扱うことにした。($N_f = 2$ のフル QCD と呼ぶ。) 格子間隔は、クエンチ近似と同じ $a \simeq 0.05$ fm まで計算するには 10 年以上必要と試算されたので、少し粗い $a \simeq 0.1,\ 0.15,\ 0.2$ fm を選んだ。他方、このような粗い格子では、クエンチ近似の時に用いた標準的な格子作用ではスケーリングの破れが大きすぎるので、高次項を導入してスケーリングの破れを押さえた「改良された格子作用」を採用した。格子サイズは、クエンチ近似の 3 fm から、約 2.5 fm まで小さくした。クォーク質量も、クエンチ近似の $m_{\rm PS}/m_{\rm V} \simeq 0.4$ までに対し、フル QCD では $m_{\rm PS}/m_{\rm V} \simeq 0.55$ までとした。

このように、クエンチ近似の場合に比べていくつか妥協をしなければならなかった。しかし、我々が計算を始めた当時の フル QCD 計算の最前線は、$a \simeq 0.2$ fm の一点で、$La \simeq 1.7$ fm, $m_{\rm PS}/m_{\rm V} \simeq 0.7$ といった程度であり、系統的外挿や動的クォーク効果の定量的議論を行うには程遠いレベルであった。以下に示す様に、我々の計算によって初めて、クエンチ近似と比較できる充分な精度の フル QCD の結果が得られ、動的クォーク効果の存在と重要性が示されたのである [12]。

クエンチ近似の場合、ハドロン質量の実験値とのずれは、s クォークを含む中間子、K, K^*, ϕ に大きく現われた。そこで、K 中間子を s クォーク質量を決めるインプットにした場合の、K^* 中間子と ϕ 中間子の質量をを図 5 に示した。横軸は格子間隔で、左端の点が連続極限への外挿値である。図から、我々のフル QCD 計算が動的クォーク効果を同定するのに充分な精度を持っており、実際、クエンチ近似で見られた K^*,ϕ 中間子質量の実験値 ($\diamond$ 記号) からの大きなずれが、フル QCD では大幅に縮小していることがわかる。粗い格子でもスケーリングの破れが小さいことが、フル QCD 計算の連続極限での誤差を抑えることに大きく寄与しており、改良した作用を採用するという我々の戦略が成功したことを示している。

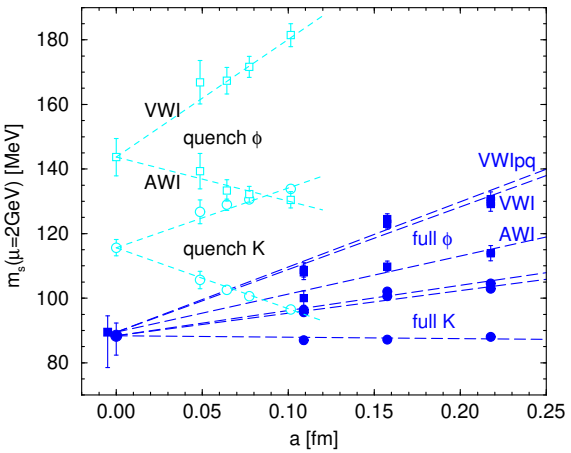

図 6: s クォーク質量の格子間隔依存性と連続極限への外挿 [12]。クエンチ近似でみられる K-input と ϕ-input とのずれが、フル QCD では消滅している。

この計算によって、ハドロンの正しいスペクトルを充分な精度で再現するために動的クォーク効果が重要であることが確認された。僅かに残っている実験値とのずれは、s クォークをクエンチ近似で扱っていることやシミュレーションでのクォーク質量がそれほど軽くないことなどが原因と思われる。それらの系統誤差を取り除き、QCD 計算によって実験値を再現することは、今後の課題である。

6 クォークの質量

クォークの質量や結合定数は素粒子標準理論の基本パラメータで、高エネルギー領域における解析的摂動計算や、現象論的な模型の計算において、不可欠な量である。しかし、クォークがハドロンに閉じ込められていて単体では取り出せないため、その質量や結合定数を直接実験的に測定することはできない。これらは、ハドロン質量などの実験可能量が基本パラメータのどのような関数で表されているかの理

	m_{ud}[MeV]	m_s [MeV]	
		m_K より	m_ϕ より
$N_f = 0$	4.57±0.18	116±3	144±6
$N_f = 2$	$3.44^{+0.14}_{-0.22}$	88^{+4}_{-6}	90^{+5}_{-11}

表 2: クエンチ近似 ($N_f = 0$)[11] とフル QCD ($N_f = 2$)[12] によるクォーク質量の結果。

論的な関係式を通じて、実験値を再現するパラメータとして、間接的に決定せざるを得ない。格子 QCD によるハドロン質量の計算を通じて、こうした理論的関係式を、模型などの仮定なしに、QCD から直接得ることができる。これにより基本パラメータの精密決定に大きな進展がもたらされつつある。

以下では、CP-PACS によるクォーク質量の計算を紹介する。クォーク質量、特に s クォーク質量の精密な値は、弱い相互作用の現象論を構成する上で重要である。

我々の得た s クォーク質量の連続極限への外挿を、図 6 に示す [12]。閉じ込めのためクォーク質量の定義は一意的ではないが、ここではミニマルサブトラクション法 ($\overline{\rm MS}$) で繰込み点を 2 GeV としたときの値を図示した。我々の得た知見は以下の通りである。

(1) 格子上では、クォーク質量の計算に何種類かの方法がある。異なった方法 (図 6 では VWI, AWI と表されている) は、有限格子間隔では異なった値を与えるが、連続極限では一致する。従来の計算は多く場合 1 つの格子間隔でしか計算されておらず、定義の違いからくる差が問題であった。我々の結果により、その差はスケーリングの破れであることが確認された。(2) s クォーク質量は、K 又は ϕ 中間子質量の実験値をインプットとして計算される。図 6 に示した様に、クエンチ近似では連続極限においても s クォーク質量の値が、インプットによって異なる。これは、前述したクエンチ近似による系統誤差の 1 つである。一方、フル QCD ではその差異が著しく小さく、K、ϕ どちらを用いた場合でも 90 MeV 程度となる。(3) フル QCD から得られたクォーク質量は、クェンチ近似に比べ 20–30% も小さく、予想

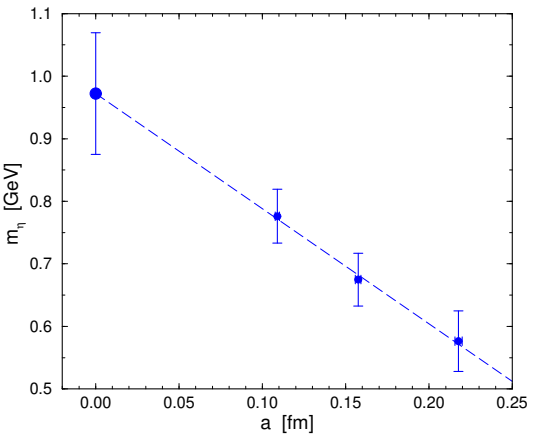

図 7: η 中間子質量の連続極限への外挿。

以上に大きな動的クォーク効果が確認された。

連続極限におけるクォーク質量の結果を表 2 にまとめた。我々の s クォーク質量は、現象論的模型による評価よりかなり小さく、QCD 和則による下限評価値 90–100 MeV ぎりぎりの値である。通常の評価式によると、小さい s クォーク質量は、弱い相互作用における CP 非保存のパラメータ $\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ [13] に対して、既存の予想値より大きな値を与え、$m_s^{\overline{\rm MS}}(2{\rm GeV}) \sim 90$ MeV の場合 $\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon) \sim 10^{-3}$ 程度となる。他のパラメタの誤差などの不定性を考えると、最近の実験の世界平均である $\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon) = 2.13(28) \times 10^{-3}$ という大きな値と矛盾しない。しかし、$\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ の理論的計算には $K \to \pi\pi$ 崩壊の行列要素の不定性が大きく、より信頼できる結果を得るには、この行列要素も格子 QCD で計算する必要がある。現在その計算が CP-PACS で進行中である。

7 U(1) 問題

U(1) 問題とは、η' 中間子の質量が π 中間子に比べて著しく大きい事実を説明することであり、素粒子物理学の長い間の課題の一つである。η' も π もカイラル対称性の自発的破れに伴うゴールドストーン粒子と考えると、有限のクォーク質量があっても、η' は π に比べて著しく重くなれない。しかし、QCD においては、トポロジカルに自明でないグルオン配

位により軸性 U(1) 対称性にアノーマリが発生し、η' がゴールドストーン粒子でなくなるため、大きな質量を持つと考えられている。したがって、η' 中間子の重さを再現することは、QCD の正しさを示す重要なテストである。

η' 中間子の伝搬関数は、バレンス クォークが 1 つのループをなす π 中間子伝搬関数と、2 個のループからなる非連結ダイアグラムとから成る。後者の評価には、フル QCD 計算が必要である。前者の π 中間子の極を後者の π 中間子の極が打ち消し、重い η' 中間子の極だけが残るのだが、二つの寄与を精度よく計算しないと正しい結果が求まらない。非連結ダイアグラムの格子計算には時間がかかるが、新しい計算法 [14] により η' 質量の評価が可能になってきた。

我々は、$s\bar{s}$ 擬スカラー中間子との混合を無視した近似で $\eta = u\bar{u} + d\bar{d}$ 擬スカラー中間子 (本計算の近似で η' 中間子に相当する) の質量を計算し、連続極限で 972 ± 97 MeV を得た (図 7) [12]。この値は、π 中間子の質量 140MeV に比べて著しく大きく、U(1) 問題の定量的解決の第一歩として期待の持てる結果である。この結果を現実の η' 中間子質量の実験値 958 MeV と比較するためには、さらに $s\bar{s}$ 中間子との混合や動的 s クォークの寄与を調べる必要があり、これは今後の課題である。また、トポロジカルに自明でないグルオン配位がこの現象にどのような影響をもたらしているのかの研究も進行中である。

8 B の物理

重い b クォークを含む B 中間子の物理は、素粒子標準模型の重要なパラメタであるカビボ-小林-益川 (CKM) 行列要素を決定する上で重要な役割を果たす。1999 年に新しい B ファクトリーである KEK の Belle と SLAC の BaBar が相次いで実験を開始したことでもわかるように、B の物理の重要性は近年ますます増大している。特に、B 中間子や B_s 中間子の崩壊定数は CKM 行列要素を決定する上できわめて重要であるが、いまだに実験的には測定されていない。格子計算は、これまでクエンチ近似では数多く

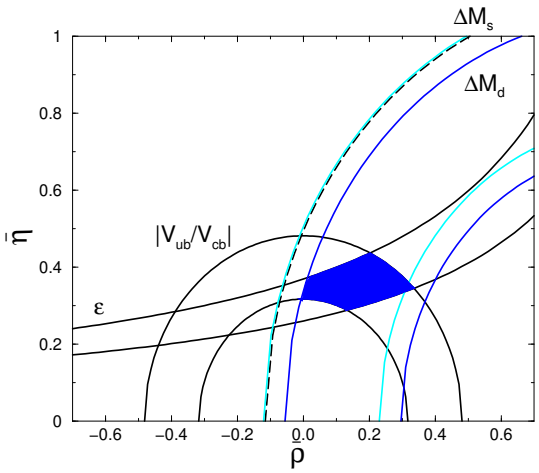

図 8: CKM 行列要素に対する制限。2 本の円弧の組で挟まれた領域が、それぞれの物理量からの許容領域。f_B の値は、中性 B 中間子の質量差 ΔM_d からの許容領域に影響する。明るい青線がクエンチ近似の f_B による許容範囲で、濃い青線がフル QCD によるもの。破線は ΔM_s の下限からの制限をあらわし、右側が許容領域である。

行なわれてきたが、フル QCD での組織的計算はほとんどなかった。我々はフル QCD 計算を実行し、崩壊定数に対する動的 u, d クォーク効果を調べた [12]。

b クォークの質量は現在のシミュレーションで使われているカットオフ スケール $1/a$ より大きく、通常の格子理論では扱えない。そこで次の二つの方法が提案されている。第一は、重いクォークの有効理論を格子化したものを用いる方法で、非相対論的 QCD (NRQCD) と呼ばれている。第二は、重い粒子といえども B の物理における典型的な運動量は QCD スケール (Λ_{QCD}) であることに着目し、その運動に関しては、軽いクォークと同じ作用を用いた格子正則化を行う方法で、相対論的方法と呼ばれる。我々は両方の方法で計算し、結果を比較した。

表 3 に、$B(B_s)$ 中間子の崩壊定数 $f_B(f_{B_s})$ に関するクエンチ近似 ($N_f = 0$)、フル QCD($N_f = 2$) それぞれの結果をまとめた。NRQCD、相対論的方法の 2 つの方法の結果は誤差の範囲で一致しており、結果の信頼性の高さを示している。表から、フル QCD

f_B [MeV]	$N_f = 0$	$N_f = 2$
NRQCD	191(5)(10)	204(8)(12)
相対論的方法	188(3)(9)	208(10)(11)
f_{B_s} [MeV]	$N_f = 0$	$N_f = 2$
NRQCD	220(5)(11)	242(9)(15)
相対論的方法	220(2)(15)	250(10)(13)

表 3: $B(B_s)$ 中間子の崩壊定数。格子スケールは ρ 中間子質量を用いて計算した。括弧は統計誤差と系統誤差。

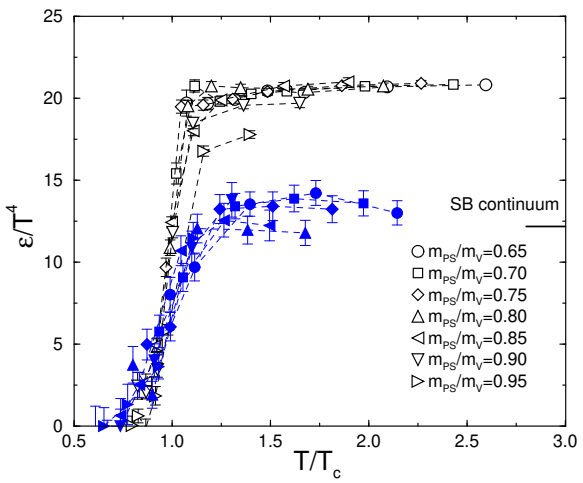

図 9: クォーク・グルオン・プラズマのエネルギー密度の温度依存性。オープンシンボルは $N_t = 4$ 格子の結果で、青く塗り潰したシンボルは、より連続極限に近い $N_t = 6$ の結果。

ではクエンチ近似に比べ崩壊定数が 10%程度大きくなっていることがわかる。

図 8 に、CKM 行列の Wolfenstein パラメータ $\bar{\rho} = \rho(1-\lambda^2/2), \bar{\eta} = \eta(1-\lambda^2/2)$ に関する実験からの許容領域をまとめた。f_B の理論値は ΔM_d からの制限で使われている。(その他の詳細については [15] を参照。) f_B がクエンチ近似の値 $\sim 190 \pm 15$ MeV より約 10%増加して $\sim 205 \pm 20$ MeV となったことにより、ΔM_d による許容領域が右側へシフトした。特に、$\bar{\rho} < 0$ はほぼ除外される。このように、動的クォーク効果は CKM 行列要素の決定に重要である。

9 クォーク・グルオン・プラズマの状態方程式

格子 QCD などの研究から、約 1 兆度以上の超高温ではクォークの閉じ込めが破れ、クォークとグルオンのプラズマ状態 (QGP 状態) に相転移すると考えられている [16]。初期宇宙の進化で重要な役割を果たすと予想されているこの相転移の実験的検出に向けて、CERN や RHIC で巨大実験プロジェクトが推進されている [17]。複雑な高エネルギー重イオン衝突データから QGP 状態が実現しているかどうかの判定を行うためには、QGP 相転移の次数や QGP の状態方程式に関する理論的予言が必要である。

これまで主に、計算の容易な Kogut-Susskind 型の格子クォークによる研究が行われ、一定の成果が得られてきたが、信頼できる結果を得るためには、連続極限でクォークの質量差を正しく再現できる Wilson 型格子クォークによる計算が必要である。CP-PACS で $N_f = 2$ のフル QCD シミュレーションを実行し、相転移が、有限のクォーク質量では解析的なクロスオーバーだが、$N_f = 2$ ではクォーク質量が小さい極限で 2 次相転移であることを示した。さらに、Wilson 型クォークとしてはじめて、クォーク・グルオン・プラズマの状態方程式を、温度軸方向の格子サイズ N_t が 4 と 6 の格子で計算した (図 9 参照) [18]。連続極限への精密な外挿を行うためにはより大きな N_t の計算が必要だが、$N_t = 6$ の結果は既に高温で Stephan-Boltzmann 極限にかなり近い値を再現しており、今後の計算で高い精度を達成できる可能性を予見させる。

10 ドメイン ウォール クォーク

今まで触れてこなかったが、「クォークの持つカイラル対称性を格子上でどのように実現するか？」ということは、格子 QCD の大問題の 1 つである。通常の方法では、$a \neq 0$ でカイラル対称性を陽に破ってしまう。連続極限では対称性が回復するので、原理的な問題ではないが、カイラル対称性が重要な役

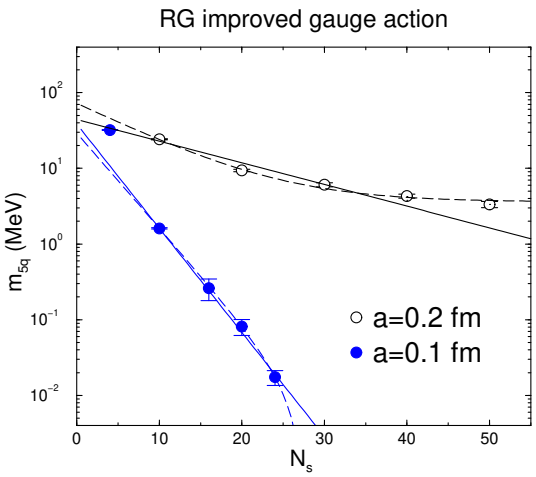

図 10: カイラル対称性の破れの N_s 依存性。粗い格子 ($a \simeq 0.2$ fm) では $N_s \to \infty$ でも対称性の破れをあらわす m_{5q} が残るが、細かい格子 (0.1 fm) では指数関数的に消える。

割を果たす弱電磁行列要素などの計算では $a \neq 0$ での系統誤差が大きくなってしまうなど、実用上の困難は大きい。

最近この問題を解決するために、通常の 4 次元の理論に余分な 1 次元を加えた 5 次元空間で定式化するドメイン ウォール クォークの方法が提唱された [19]。この方法では、カイラル対称性の破れが、余分な次元の大きさ N_s を大きくすると指数関数的に減少し、$a \neq 0$ であっても $N_s = \infty$ の極限でカイラル対称性を実現する。計算機上では N_s を無限大にすることはできないが、ある程度大きな N_s をとれば、カイラル対称性の破れはほとんど無視できる。他方、計算時間は通常の N_s 倍かかるので、大きな計算力が必要となる。

我々は、CP-PACS を用いて、ドメイン ウォール クォーク でカイラル対称性を実現するためにはどのような条件が必要かを研究した [20]。その結果、a がある程度小さくなりゲージ配位がなめらかになれば、カイラル対称性の破れは N_s を大きくすると指数関数的に小さくなることを確認した (図 10 参照)。この結果を受けて、現在は K 中間子混合パラメタ B_K や $K \to \pi\pi$ 崩壊行列要素の計算などが進行中である。

11　21 世紀の素粒子物理に向けて

素粒子標準理論の研究において、ハドロン物理量を QCD の第一原理から導くことは、本質的な重要性を持っている。格子 QCD に基づく数値シミュレーションは、そのための唯一の系統的計算方法である。要求される計算量が膨大であるため、格子 QCD の計算が開始されて以来約 20 年間、主要な研究では、動的クォークの効果を無視するクエンチ近似が使われてきた。我々は、専用の高速計算機 CP-PACS を開発し、その最初のプロジェクトとして、クエンチ近似におけるハドロン質量スペクトルの最終的確定を目指した精密計算を実行した。その結果、実験的なスペクトルのパターンは正しく再現するが、クエンチ近似による系統誤差として、ハドロン質量が実験値から 10%程度ずれてしまうことを、確立した。さらに、次のステップである近似なしのフル QCD 計算の第 1 段階として、u, d クォークの動的効果を取り入れた最初の系統的な計算を実行し、クエンチ近似の場合にみられたハドロン質量スペクトルにおける実験値からのずれが大幅に減少することを実証した。また、いくつかの物理量で、動的クォーク効果が重要であることを示した。特に、s クォーク質量は、これまで考えられていたクエンチ近似の値より 20–30%も小さく、B 中間子崩壊計数 f_B も約 10%大きくなる。これらは、CKM 行列要素の決定により厳しい制限を加え、標準理論全体の理解に大きなインパクトを与えている。CP-PACS ではさらに、高温のクォーク・グルオン・プラズマの研究や、軽いハドロンの CP の破れの研究などが進められている。

CP-PACS による計算は、現在のところ質的にも量的にも他を遥かに圧倒している。特に、フル QCD 計算で全ての外挿を系統的に実行した研究は、まだ他には存在しない。しかし、フル QCD 計算において、有限格子サイズ効果やカイラル極限への外挿等による誤差をクエンチ計算で達成された精度でコントロールするためには、現在の計算能力はまだ十分なものではない。また、より現実的なシミュレーションのためには、動的 s クォークの効果も取り入れる必要がある。我々の試算によると、このようなフル

QCD 計算のためには、100 TFLOPS 級以上の能力を持つ計算機が必要である。

最近の技術開発のスピードから、こうした計算機も 5 ~ 10 年で十分実現可能であると考えられる。しかし、単に理論ピーク性能が速いだけでは有用な計算機とはならない。特に、CPU とメモリのスピードギャップは現在より遙かに厳しいものになると予想される。実際の物理の計算で高い実効性能を出すためには、単に既存の計算パターンを高速に実行する計算機アーキテクチャを考えるだけでは不十分で、アルゴリズム開発と連携しながらアーキテクチャの可能性を追求する必要がある。CP-PACS の開発時以上に、物理と計算機工学の密接な共同研究が要求されている。現在、その方向での検討が、次世代 CP-PACS への予備研究として進められている。

ここで紹介した研究成果は、科学研究費創成的基礎研究 (No.08NP0101) と基盤研究 (A) (No.09304029) のもとに行われた共同研究による。CP-PACS グループのメンバー、特に岩崎洋一、宇川彰の両氏からは多くの貴重な意見をいただいた。

参考文献

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

[2] Y. Iwasaki: Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.)**60A** (1998) 246.

[3] 星野力:『PAX コンピュータ』(オーム社, 1985).

[4] 岩崎洋一:『科学』**61**, No.12 (岩波書店, 1991) p.806.

[5] S. Aoki, *et al.*: Parallel Computing **25** (1999) 1243.

[6] http://www.rccp.tsukuba.ac.jp/

[7] http://www.top500.org/

[8] H. Hamber and G. Parisi: Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1792; D.H. Weingarten: Phys. Lett. **B109** (1982) 57.

[9] 1988 年頃の状況については、E. Marinari: Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.)**9** (1989) 209.

[10] F. Butler, *et al.*: Nucl. Phys. **B430** (1994) 179.

[11] S. Aoki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 238.

[12] R. Burkhalter: Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.)**73** (1999) 3; A. Ali Khan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4674; hep-lat/0010078; 論文準備中。

[13] CP 非保存の最近の解説としては、山中卓:日本物理学会誌 **54** (1999) 726.

[14] Y. Kuramashi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3448.

[15] S. Aoki: Proc. Lepton-Photon 99 (hep-ph/9912288).

[16] 神吉健:『クォーク・グルオン・プラズマ』(丸善, 1992).

[17] 浜垣秀樹、早野龍五:日本物理学会誌 **54** (1999) 961.

[18] A. Ali Khan, *et al.*: hep-lat/0008011 (Phys. Rev. D 印刷中); S. Ejiri, hep-lat/0011006; 論文準備中。

[19] D. Kaplan: Phys. Lett. **B288** (1992) 342; V. Furman and Y. Shamir: Nucl. Phys. **B439** (1995) 54.

[20] A. Ali Khan, *et al.*: Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **83-84** (2000) 591; hep-lat/0007014。