様　式　Ｃ－１９、Ｆ－１９－１、Ｚ－１９　（共通）

科研費
KAKENHI

科学研究費助成事業　　研究成果報告書

平成 ３０ 年　 ６ 月 １２ 日現在

機関番号：１２１０２
研究種目：基盤研究(B)（一般）
研究期間：2015～2017
課題番号：１５Ｈ０３６５０

研究課題名（和文）格子QCDによる K中間子崩壊の直接的CP非保存パラメータの決定

研究課題名（英文）Determination of the direct CP violation parameter in the K meson decay by the lattice QCD

研究代表者
石塚　成人（ISHIZUKA, Naruhito）

筑波大学・計算科学研究センター・准教授

研究者番号：７０２５１０３０

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費）　 11,100,000円

研究成果の概要（和文）：本研究の目的は、K中間子崩壊振幅を格子QCDにより数値計算し、中性K中間子系での直接的CP非保存パラメータを素粒子標準模型から求めることである。本研究では、崩壊の終状態のπ中間子が有限運動量を持つ物理的崩壊状況下でのK中間子崩壊を考えた。これを格子上で実現させるために、現実のクォーク質量より重い、π中間子質量=250MeV の場合について数値計算を行った。我々の結果は Re(ε'/ε)=(1.6±5.6)e-3 である。これは、実験値 : (1.66±0.23)e-3 と矛盾していないが、実験値と詳細に比較するには統計誤差を1/20以下にする必要がある。これは将来の重要な課題として残された。

研究成果の概要（英文）：An aim of this project is a study of the direct CP violation parameter from the Standard model of the particle physics by lattice calculation of the neutral K meson decay amplitudes. We consider the physical K meson decay process to the two pion with the finite momentum. In order to realize this on the lattice, our numerical calculations are carried out on heavier quark mass than the real world, the pion mass 250 MeV. Our result is Re(ε'/ε)=(1.6±5.6)e-3. This in consistent with the experimental value : (1.66±0.23)e-3, but the statistical error should be reduced by 1/20 for a precise comparison. This is an important problem reserved for the future.

研究分野：素粒子物理学

キーワード：CP非保存パラメータ　K中間子崩壊振幅　格子場の理論

１．研究開始当初の背景

素粒子標準模型には昔からの未解決問題で、標準模型の検証において極めて重要な問題が、中性K中間子系の物理に残されている。中性K中間子崩壊での直接的CP非保存パラメータの理論からの予測である。この問題では、K中間子が二つのπ中間子に崩壊する過程の崩壊振幅を求める必要がある。崩壊振幅を格子QCDにより第一原理から不定性無しに計算することは、問題解決に極めて重要である。

K中間子崩壊過程には、終状態のアイソスピンが 0 と 2 の二つの場合があり、それぞれの振幅を A_0 と A_2 と呼ぶ。格子 QCD で計算する場合、A_0 の計算が非常に難しい。その理由は、「非連結グラフ」と呼ばれるグラフが存在し、そのため統計誤差が非常に大きくなるからである。そのため、A_0の計算は有効理論を基礎とした計算しかなかったが、ようやく2010年、RBC-UKQCDグループによって直接計算の結果が発表された。これは、初の有効理論によらない第一原理計算であり、画期的な成果であった。しかし、計算が現実のクォーク質量よりかなり重い点で行われていたことと、A_0の統計精度が非常に悪かったために、最終結果の信頼性に問題が残っていた。

RBC-UKQCD グループはカイラル対称性を保つフェルミオンであるドメインウォールフェルミオンを用いていた。2014年、我々は対称性を破るフェルミオンであるウイルソン フェルミオンでも崩壊振幅の計算が可能であることを理論的に示し、実際に数値計算を実行し、先行研究と矛盾のない結果を得ることができた。ウイルソン フェルミオンでの計算は、ドメインウォール フェルミオンの場合の計算に比べ、計算量は大幅に少ない。従って、同じ計算資源で統計数を多くし、統計誤差を格段に小さくできる可能性がある。その意味で重要な研究であった。

これまでの研究は全て、K中間子が運動量を持たないπ中間子に崩壊する非物理的状況下でのK中間子崩壊を考えてきた。実験値と比較できる信頼性のある物理量を得るには、運動量を持つ物理的崩壊での計算が必要である。2015年、RBC-UKQCDは、物理的崩壊で計算に成功しその結果を発表した。しかし、A_0の統計精度が未だに悪く、最終結果の信頼性に問題が残った。

２．研究の目的

素粒子標準模型は、小林-益川理論により、CP非保存相互作用を自然に含む。そのため、CP非保存過程の物理量に対し、一方で実験により精密測定し、他方で標準模型に基づく理論計算により求め、 理論が実験結果を説明しうるかどうか検証する研究は、素粒子物理学の中心的位置の一つを占めてきた。本研究では、スーパーコンピュータの計算能力を最大限に活用して、格子 QCD によりK中間子崩壊振幅を第一原理より不定性無しに求める。その値を使って、K 中間子系での直接的CP 非保存パラメータを、標準模型理論から求め、実験値と比較する。これは、標準模型の精密検証と、それを越える新しい理論の可能性の議論にとって非常に重要である。

３．研究の方法

K中間子の物理的崩壊過程崩壊では、崩壊の終状態のπ中間子は以下の様に有限運動量を持つ: K(0)->π(p)π(0)。これを格子上で実現させるために、物理系全体に格子上で許される最低運動量 p=(2π)/L (L:格子の大きさ)を持たせ、崩壊壊過程 ：K(p)->π(p)π(0) を考えた。この過程での物理量は、崩壊壊過程 ：K(0)->π(p/2)π(-p/2) でのものと等しい。計算は、π中間子質量=250MeV、K中間子質量=560MeV、格子サイズ=4.5fm、格子間隔=0.091fm のもとで行った。

格子上のフェルミオンとして、非摂動論的に決定した定数を使って改良された ウイルソンフェルミオンを用いた。このフェルミオンは、カイラル対称性を破るフェルミオンの格子上での定式化である。しかし、K 中間子崩壊の場合、パリティーが P = -1 の過程であり、カイラリティーかが異なる演算子への混合の問題かが起きない。しかも、RBC-UKQCDグループが用いたカイラル対称性を保つフェルミオンであるドメインウォール フェルミオンに比べ、計算は、はるかに軽い。従って、彼らの計算より統計誤差を格段に小さくできると期待される。

崩壊振幅を計算するためには、10個のΔS=1演算子 Q_j と、K中間子と二体π中間子状態からなる行列要素 ：

$$M_I(Q_j) = \langle K|Q_j|\pi\pi; I\rangle \qquad -(1)$$

を求める必要がある。ここで、I は終状態のアイソスピンを表す。この行列要素 $M_I(Q_j)$ を求めるために、K 中間子の演算子 K、二体π中間子の演算子$(\pi\pi)^I$、ΔS=1 演算子 Q_j からなる時間相関関数 ：

$$G_I(Q_j)(t) = \langle\, K(t_K)\, Q_j(t)\, (\pi\pi)^I(t_\pi)\,\rangle \qquad -(2)$$

を計算する。時間領域 $t_K >> t >> t_\pi$ ではこの関数は以下の様に振る舞う。

$$= M_I(Q_j) \cdot \mathrm{e}^{-E_{\pi\pi}(t-t_\pi)-E_K(t_K-t)} \qquad -(3)$$

ここで、$E_{\pi\pi}$は二体π中間子の、E_K はK中間子のエネルギーである。この時間依存性から行列要素 $M_I(Q_j)$ を計算する。

時間相関関数は、図.1で示される4つのグラフの線形結合で表される。$M_2(Q_j)$の場合はtype1 のみが寄与するが、$M_0(Q_j)$の場合は全てのグラフが寄与する。4番目(type4)が非連結グラフである。このグラフには、始点終点

が弱演算子であるクォークループが存在する。この部分の計算に先の stochastic noise 法を用いる。更に、ホッピング定数展開法と不完全収束法を合わせて用いることによって統計誤差を押さえる。

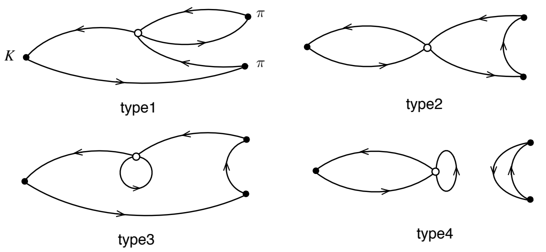

図.1

求められた行列要素 $M_I(Q_j)$ に、格子上での演算子と連続理論での演算子を関係付ける繰り込み定数 Z_{ji} によって補正をかけることに、連続理論での行列要素 $M^c{}_I(Q_j)$ が以下で求められる。

$$M_I^c(Q_i)(\mu) = \sum_{j=1}^{10} M_I(Q_j) Z_{ji}(\mu)$$

ここで、μは演算子 Q_i の繰り込み点である。更に、係数関数 C_{ij} をかけると、崩壊振幅 A_I が以下で得られる。

$$A_I = \sum_{j=1}^{10} M_I^c(Q_j)(\mu) \cdot C_{ji}(\mu, M_W)$$

直接的 CP 非保存パラータは A_I から以下の式で得られる。

$$\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon) = \frac{\omega}{\sqrt{2}|\epsilon|}(\lambda_2 - \lambda_0)$$

ここで、$\omega=\mathrm{Re}A_2/\mathrm{Re}A_0$、$\lambda_I = \mathrm{Im}A_I/\mathrm{Re}A_I$ である。また、εは非直接的 CP 非保存パラメータであり、本研究では実験値|ε|=2.228×10^{-3} を使った。

4．研究成果

式(2)で定義される時間相関関数 $G_I(Q_j)$ を直接解析する代わりに、時間依存性を取り除いた以下で定義される関数から解析を行う方が便利である。

$$M_I(Q_j)(t) = G_I(Q_j)(t) \cdot \mathrm{e}^{E_{\pi\pi}(t-t_\pi)+E_K(t_K-t)} \qquad -(4)$$

この関数は、時間領域 $t_K >> t >> t_\pi$ では、式(3)から一定値をとり、その値は行列要素 $M_I(Q_j)$ をあたえる。

はじめに、終状態のアイソスピンが 2 の場合の結果を示す。図.2 では、三つの演算子 : Q_1, Q_7, Q_8 の場合について、式(4)で定義される関数 $M_I(Q_j)(t)$ をプトットした。図の横軸が時間である。π中間子の位置は t_π=4、K 中間

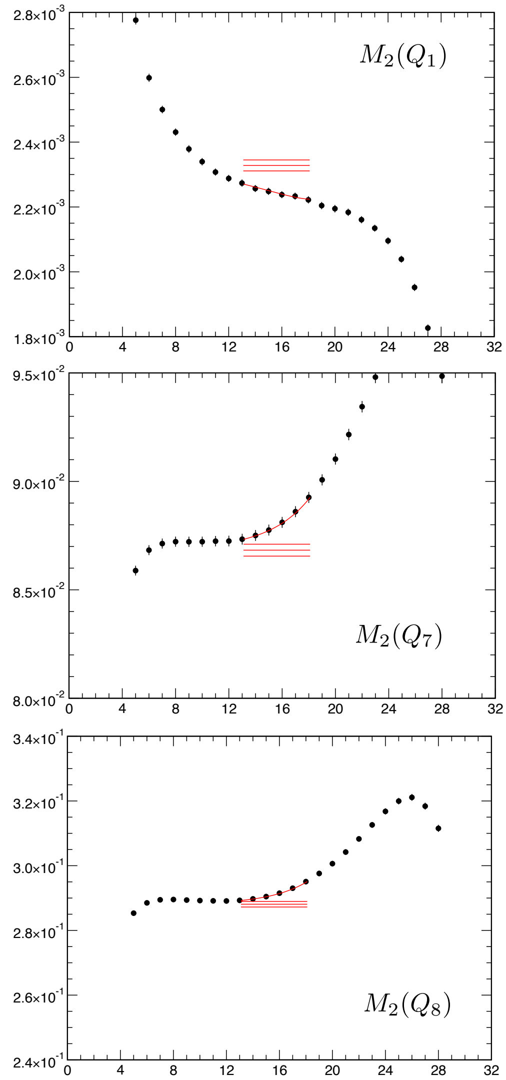

図.2

子の位置は t_K=29 である。

図から、時間領域 $t_K >> t >> t_\pi$ で明らかな時間依存性があることが分かる。これは、二つのうち一つのπ中間子が時間の逆の方向にとんで再結合した効果で説明できる。この効果がある場合、$M_I(Q_j)(t)$ には以下の様に時間依存性が残る：

$$\begin{aligned} M_I(Q_j)(t) &= M_I(Q_j) \\ &+N_I(Q_j)\cdot \mathrm{e}^{(E_{\pi\pi}-E_\pi+m_\pi)t} \\ &+P_I(Q_j)\cdot \mathrm{e}^{(E_{\pi\pi}+E_\pi-m_\pi)t} \end{aligned} \qquad -(5)$$

ここで、E_π は運動量 p を持ったπ中間子のエネルギーである。第 1 項の $M_I(Q_j)$ が、今求めようとしている式(1)で定義される行列要素である。$N_I(Q_j)$, $P_I(Q_j)$ は Kπ->π 行列要素で、今考えている物理量と直接関係は無い。

図.2 では式(5)の関数でフィットした結果を赤い線で示した。曲線がフィッティングラインである。直線は式(5)によるフィ

ットで求めた第一項 : $M_I(Q_j)$ の値を、1 σ の線と共にあらわしている。図から時間依存性が式(4)で完全に説明できている。従って、π 中間子が逆方向にとんだ効果で時間依存性が現れたことが理解できる。

次に終状態のアイソスピンが 0 である場合の結果を示す。図.3 では、直接的 CP 非保存パラメータに大きな寄与をあたえる 2 つの演算子 : Q_2, Q_6, の場合の $M_I(Q_j)(t)$ をプロットした。

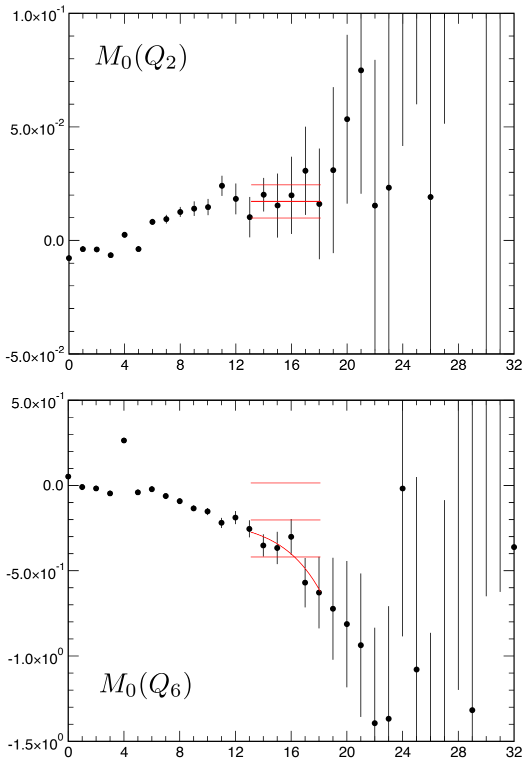

図.3

ここで、π 中間子の位置は $t_\pi=4$、K 中間子の位置は $t_K=29$ である。

図.3 から Q_2 の場合、時間依存性がほとんどないことが分かる。一方、Q_6 の場合は大きい時間依存性が見られる。他の演算子についても同様に調べると、LL-type 演算子 ($Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_9, Q_{10}$) の場合には、$Q_2$ の場合と同様にほとんど時間依存性が見られなかった。LR-type 演算子 (Q_5, Q_6, Q_7, Q_8) の場合は Q_6 と同じ様に強い時間依存性が見られた。そこで、LL-type 演算子の場合については、式(5)の第二項, 第三項を無視した定数フィットにより行列要素 $M_I(Q_j)$ を求め、LR-type 演算子については 式(5)によるフィットで行列要素を求めた。いずれの演算子の場合もよくフィットできた。

格子上での行列要素 $M_I(Q_j)$ に繰り込み補正をかけ連続理論での行列要素が得られる。更に、これに係数関数をかけて K 中間子崩壊振幅 A_2, A_0 が求められる。この様にして得た結果は以下である :

	今回	実験値
$\mathrm{Re}A_2\,(\times 10^{-8}\,\mathrm{GeV})$	2.506 ± 0.018	1.479 ± 0.004
$\mathrm{Re}A_0\,(\times 10^{-8}\,\mathrm{GeV})$	44.2 ± 22.9	33.2 ± 0.2
$\mathrm{Re}A_0/\mathrm{Re}A_2$	17.6 ± 9.1	22.45 ± 0.06
$\mathrm{Im}A_2\,(\times 10^{-12}\,\mathrm{GeV})$	-1.0325 ± 0.0034	
$\mathrm{Im}A_0\,(\times 10^{-12}\,\mathrm{GeV})$	-57.8 ± 101.4	

ここで、比較のために実験値を並べた。

$\mathrm{Re}A_2$ は小さい統計誤差で求められているが、値が実験値より大きい値をとっていることが分かる。崩壊振幅の質量依存性は有効理論より

$$A_I \propto (m_k^2 - m_\pi^2) \quad -(6)$$

の形をしていることが予想されている。よって、我々が求めた A_2 が実験値より大きい値をとるのは、計算が実際のクォーク質量より重い点（π 中間子質量 m_π=250MeV に対応）で行われた為と考えられる。より現実の質量に近い点で計算し、有効理論で予測されている質量依存性を確認することが次の問題として残された。

それぞれの崩壊振幅 A_I は式(6)の質量依存性をもつが、その比をとれば依存性が小さくなり現実のクォーク質量での値が見積もれると考えられる。我々の結果は統計誤差が大きいものの、$\mathrm{Re}A_0/\mathrm{Re}A_2$ が 1 よりも非常に大きい値をとるという「ΔI=1/2 則」を示唆する結果となっている。

CP 非保存パラメータの結果は以下である。

$$\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (1.6 \pm 5.6) \times 10^{-3}$$

これに対し実験値は $1.65(26)\mathrm{x}10^{-3}$ である。我々の結果は実験値と矛盾していないが、残念ながら、統計精度がまだ足りず有限値が出せていない。実験値と比較し、より精密に CP 非保存現象を理解しようとする場合、やはり格子 QCD から有限の値を得たい。有限の値を得るのに必要な統計精度は約 20 倍である。これは、現在の方法を用いて単純に統計数を増やす場合、約 400 倍の統計数を要することを意味する。従って、今の方法では殆ど不可能であり、統計精度を改善する新しい方法が必要である。

この研究では、K 中間子崩壊振幅を格子 QCD により計算した。ΔI=1/2 則に関しては、$\mathrm{Re}A_0/\mathrm{Re}A_2$ が 1 よりも非常に大きい値をとるという「ΔI=1/2 則」を示唆する結果が得られた。将来、我々の計算方法を用いて、現実のクォーク質量に近い点で計算を行い、クォーク質量依存性を調べることによって、「ΔI=1/2 則」が完全に理解できる可能性を示した。しかし、直接的 CP 非保存パラメータでは、我々の計算値の統計誤差は未だ大きく、更なる計算の改良が必要であることが明らかとなり、将来の課題として残された。

本研究の研究成果は、2018年9月に論文投稿予定である。

５．主な発表論文等
（研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線）

〔雑誌論文〕（計　0　件）
〔学会発表〕（計　0　件）
〔図書〕（計　0　件）

〔産業財産権〕
　○出願状況（計　0　件）
　○取得状況（計　0　件）

〔その他〕　無し

６．研究組織
(1)研究代表者
石塚　成人 (ISHIZUKA, Naruhito)
筑波大学·計算科学研究センター·准教授
研究者番号： 70251030

(2)研究分担者
宇川　彰 (UKAWA, Akira)
国立研究開発法人理化学研究所·計算科学研究機構·副機構長
研究者番号： 10143538

吉江　友照 (YOSHIE, Tomoteru)
筑波大学·計算科学研究センター·准教授
研究者番号： 40183991

(3)連携研究者
石川　健一 (ISHIKAWA, Kennichi)
広島大学·理学研究科·准教授
研究者番号： 60334041