J-PARCハドロン実験施設の拡張計画

2016年8月27日

ハドロン実験施設拡張検討委員会

ハドロン実験施設拡張検討委員会は、J-PARC ハドロンホールユーザ会の もとに置かれた委員会で、本文書の作成にあたり主として次のメンバーによっ て討議・検討と原稿作成作業が行われた。

五十嵐 洋一	(KEK 素粒子原子核研究所)
板橋 健太	(理化学研究所 仁科加速器研究センター)
鵜養 美冬	(KEK 素粒子原子核研究所)
大西 宏明	(理化学研究所 仁科加速器研究センター、大阪大学 核物理研究センター)
岡田 信二	(理化学研究所 仁科加速器研究センター)
小松原 健	(KEK 素粒子原子核研究所)
阪口 篤志	(大阪大学 大学院理学研究科)
澤田 真也	(KEK 素粒子原子核研究所)
清水 俊	(大阪大学 大学院理学研究科)
白鳥 昂太郎	(大阪大学 核物理研究センター)
高橋 俊行	(KEK 素粒子原子核研究所)
高橋 仁	(KEK 素粒子原子核研究所)
谷田 聖	(JAEA 先端基礎研究センター)
田村 裕和	(東北大学 大学院理学研究科)
永江 知文	(京都大学大学院理学研究科)
中村 哲	(東北大学 大学院理学研究科)
南條 創	(京都大学 大学院理学研究科)
野海 博之	(大阪大学 核物理研究センター)
藤岡 宏之	(京都大学大学院理学研究科)
三輪 浩司	(東北大学 大学院理学研究科)

目	次	

1	本計画の趣旨	5			
2	拡張計画の全体像	8			
3	拡張計画でねらう素粒子物理の重要課題 12				
4	拡張計画でねらうハドロン・原子核物理の重要課題	15			
	4.1 ハドロンはどのように形成され、如何に励起されるのか....	15			
	4.2 原子核を支配するバリオン間力の解明	16			
	4.3 超高密度のバリオン物質の解明:重い中性子星はなぜ存在するか	17			
5	K1.1 ビームライン	20			
	5.1 実験の展望	20			
	5.1.1 ハイペロン-核子 (YN) 散乱実験	20			
	5.1.2 Λ ハイパー核 γ 線分光実験	22			
	5.1.3 Λ ハイパー核弱崩壊実験	25			
	5.1.4 Σ ハイパー核反応分光実験	27			
	5.2 ビームライン	28			
	5.3 スペクトロメータ	29			
6	K1.1BR ビームライン	31			
	6.1 実験の展望	31			
	6.1.1 時間反転不変性の破れの研究	31			
	6.1.2 K 中間子原子を用いた強い相互作用の研究	32			
	6.2 ビームライン	33			
	6.3 K ⁺ 崩壊実験用のスペクトロメータ	34			
	6.4 K 中間子原子実験用の高精度分光装置	35			
7	大強度高分解能(HIHR)ビームライン	38			
	7.1 実験の展望	38			
	7.1.1 精密ハイパー核分光	38			
	7.1.2 中性子過剰ハイパー核分光	39			
	7.1.3 核媒質中における擬スカラー中間子の性質変化に関す				
	る研究	40			
	7.2 ビームライン	42			
	7.2.1 運動量分散整合分光法	44			

8	K1()ビームライン	47				
	8.1	実験の展望	47				
		8.1.1 マルチストレンジバリオン(S=-2, -3)の研究	47				
		8.1.2 原子核物質中のチャームハドロンの研究 4					
	8.2	ビームライン					
		8.2.1 マルチストレンジバリオン励起状態(S=-2, -3)の測定	49				
		8.2.2 原子核中での D 中間子-反 D 中間子生成反応実験	49				
		8.2.3 ビームラインの性能	50				
	8.3	スペクトロメータ	55				
	8.4	国内、国外先行実験	57				
9	新ŀ	KL ビームライン	60				
	9.1	目指す物理	60				
	9.2	位置づけ	60				
	9.3	ビームライン	63				
	9.4	測定装置	63				
	9.5	国際競争	64				
10	テス	トビームライン	65				
11	施設		66				
	11.1	建屋と1次ビームライン	66				
	11.2	設備	67				
		11.2.1 クレーン	67				
		11.2.2 電力	67				
		11.2.3 空調	67				
		11.2.4 冷却水	68				
Α	精密	除子核分光と重い中性子星の安定性問題	69				

本計画の趣旨

物質を構成するより根源的な要素はなにか、それはどのような物理法則に 支配されているのか、さらに、その要素がどのように組み合わさり宇宙の物 質を形成するのか、これらは物理学の基本的な課題である。我々は、素粒子 物理学および原子核物理学の手法を用いて、物質の起源、その成り立ち、お よび関連する現象が発現するメカニズムの解明に取り組んでいる。目標課題 を、以下の項目にまとめる。

- 我々の世界を司る物理法則の背後には、宇宙初期に実現するような高い エネルギースケールで発現する、より根源的な素粒子や相互作用が存在 すると考えられている。これらの解明を通して、物質優勢宇宙を実現す るメカニズムやダークマターの正体といった宇宙の未解決問題に光を当 てる。
- 強い相互作用をするクォークやグルーオンの結合は非常に複雑で、クォークの多体系であるハドロンやハドロンの複合系である原子核がどのように形成されるのか、その仕組みは十分にわかっていない。超高温の初期宇宙から超高密度の中性子星芯部まで、温度や密度によって多様な様相を示すハドロンやハドロン複合系の性質を詳細に調べ、宇宙の星々や我々自身を構成する豊かな物質の形成に至るメカニズムを明らかにする。

我々はハドロン実験施設で、大強度ビームが生み出すハドロンやハドロンに よる諸現象を研究手段あるいは対象として、上記の課題に取り組んでいる。

J-PARC は世界最高のビームパワーを持つ陽子加速器施設である。J-PARC は、我が国の原子核物理研究者コミュニティの最優先計画として建設が推進され、高エネルギー物理研究者コミュニティからも高い支持が得られている。また、アジアに位置する国際共同研究拠点として世界の研究者を魅了している。現在のハドロン実験施設では、二次粒子生成標的に接続された低運動量の荷電 K 中間子ビームライン2つ(K1.8、K1.8BR)がホールの北側のエリアで、中性 K 中間子ビームライン1つがホールの南側のエリアで稼働している。南側ではさらに、高運動量ビームラインとミュオンビームラインが近く稼働する。荷電 K 中間子を用いた研究では、K 中間子と原子核の深い束縛状態の候補の観測、精密なハイパー核構造測定における荷電対称性の破れの発見、これまでにほとんどデータのないストレンジクォークを2つ含む原子核の観測など、新しい成果が次々に発信されている。また、中性 K 中間子ビームラインでは、素粒子物理学の標準模型の枠組みを超える新しい物理に感度の高い $K_0^0 \to \pi^0 \nu \nu$ 稀崩壊実験が軌道に乗り、すでに世界最高感度に並び、さらなる

探索を進めている。

世界最先端の素粒子・原子核実験が展開され成果を上げているハドロン実 験施設で今後さらなる研究の発展を期すためには、ハドロン実験施設の拡張 が必要であることが分かってきた。

現在のハドロン実験施設は、唯一つの二次粒子生成標的を全てのビームラ インで共有している。一次陽子ビームパワーの50%で二次粒子を生成し、残 りの陽子ビームはビームダンプに導いている。これまで、現在の実験ホールの 限られた実験スペースを最大限有効に使い、生成された二次粒子を輸送する ビームラインを整備して研究を展開してきた。ハドロン実験施設を拡張しそ こに第二、第三の生成標的、そして新たな二次ビームラインを設置すること で、J-PARC 加速器の大強度陽子ビームのポテンシャルを十分に活かし、既存 のビームラインで遂行してきた研究を飛躍的に発展させることが可能になる。 ハドロン実験施設の拡張により、すでに整備したビームラインのより効率

的な運用も含めどのようなメリットがあるかを以下に示す。

第一に、新たな種類のビームラインによって、現在の施設では不可能だった 新たな方向の研究を大きく進展させることができる。次章以下で述べるストレ ンジネス核物理やハドロン物理の目的のため、これまでにない性能を持つ大 強度高分解能(HIHR)ビームラインや高運動量質量分離ビームライン(K10) の設置が待ち望まれる。これらの新ビームラインは、既存の実験ホールには収 まらない長さを必要とする。これまでの枠を超えた研究を進展するには、実 験施設の拡張が必須である。

第二に、K 中間子稀崩壊探索実験の感度が上がる。現在の中性 K 中間子ビー ムラインは、既存の実験ホールの制約内で、取り出し角度 16 度を選択してい る。実験施設を拡張することにより、中性 K 中間子のビーム量と中性子を主 とするバックグラウンドの量とを最適化できる。小さな取り出し角 5 度を採 用することで、より一層多くの中性 K 中間子を活用することが可能になる。 実験施設を拡張して中性 K 中間子ビームラインを新設し、統計量で測定感度 が決まる実験の感度を飛躍的に向上させることができる。

第三に、荷電 K 中間子ビームラインの運用の自由度が増す。現在の施設に あるビームライン(K1.8)は、ストレンジクォークを2つ含む原子核研究を 推進するのに最適化されている。ストレンジクォークを1つ含む原子核研究を 中間子原子核の研究にはより低い運動量の K 中間子ビームが必要であるため、 K1.8 の上流部を共有する形で分岐させたビームライン(K1.8BR)を設けてい る。K1.8 と K1.8BR は同時に運転することができないので、一方のビームラ インで実験を遂行している時は他方を実験準備期間とするようにスケジュー ル調整を行っている。実験施設を拡張して新しい低運動量ビームライン K1.1 を独立に設置すれば、今まで以上の K/π 分離がなされた高品質、高強度の K 中間子ビームが得られ、K1.8 と K1.1 を同時に運用できる。 第四に、ハドロン物理を行う高運動量ビームラインについても運用の自由 度が増す。既存の高運動量ビームラインと新たな高運動量ビームライン K10 を南側のエリアに、既存の K1.8 ビームラインと新たな K1.1 ビームライン、 HIHR ビームラインを北側のエリアに設置すれば、常に同時運用が可能であ り、国内外のユーザーから増しつつある実験提案やビーム要求にフレキシブ ルに対応することができる。

本文書は、ハドロン実験施設の実験ホールを拡張し新たなビームラインと 実験エリアを建設する計画を説明するものである。そこで実施される研究の 一部は当初の J-PARC 建設計画にすでに基本的アイデアとして盛り込まれて おり、今般、その後の進展を踏まえて全般的な見直し、修正を行った。

本計画は、素粒子実験及び原子核実験にまたがる分野横断的なものである。 原子核物理分野においては、コミュニティのトッププライオリティとして、本 計画を推進している。素粒子分野の将来計画においても重要課題と位置付け られ、原子核物理分野と連携して検討すべきと認知されている。日本学術会議 の策定した「マスタープラン 2014」を受けて策定された文部科学省の「学術 研究の大型プロジェクトの推進に関する基本構想 ロードマップの策定(ロー ドマップ 2014)」が 2015 年 9 月に改定され、本拡張計画が掲載された。この 機を捉え、本計画を推進し冒頭にあげた素粒子物理学および原子核物理学の 研究課題の解明を目指す。

2 拡張計画の全体像

J-PARCハドロン実験施設では、メインリング(MR)加速器から取り出さ れた 30 GeV の陽子ビームをスイッチヤードの一次ビームラインで輸送し、実 験ホールにある粒子生成標的(T1)に照射して K 中間子、π 中間子などを生 成して 2 次ビームラインで複数の実験エリアに導き、素粒子原子核物理の様々 な実験を行っている。2004 年度に建設を開始し、2009 年 1 月に完成、1 月 27 日に最初のビームを取り出し、2010 年 1 月に本格的に 2 次ビームの供給を開 始した。

既設の実験ホール(幅 58 m、奥行き 56m、高さは地上 16 m、地下 6 mの 半地下構造)のレイアウトを図 1 に示す。現在は、輸送した陽子を T1 標的に 照射し、ホール北側の K1.8、K1.8BR とホール南側の KL の三つの 2 次ビー ムラインを運用している。K1.8 ビームラインと K1.8BR ビームラインでは荷 電 K⁻ 中間子によるハドロン・原子核実験を行っているが、この二つは同時 に運転することができない。KL ビームラインでは中性 K_L 中間子による素粒 子実験を行っている。数年以内に南側フロアでは、上流で分岐して輸送した 陽子を用いる高運動量ビームライン(High-p)と隣接した南実験棟でミュオ ンの実験を行うための COMET ビームラインの運用を開始する。



図 1: ハドロン実験ホール(既設)のレイアウト。

本計画では、以下の新しい2次ビームラインを建設して新たな実験に取組 み、施設の持つ素粒子原子核物理のポテンシャルを拡大する。

1. 物理に最適化した新たなビームライン

新 KL ビームライン : 大強度の中性 K_L 中間子ビーム

HIHR ビームライン : 大強度高分解能の荷電 π 中間子ビーム

- 2. 新たな種類のビームの提供
 - **K10 ビームライン**: 高運動量(2-10 GeV/c)の荷電 K 中間子、荷電 *π* 中間子、反陽子のビーム
- 3. *S* = -1 のストレンジ核物理を更に展開できるビームライン

K1.1 ビームライン:低運動量(<1.2 GeV/c)の荷電K中間子のビーム

そのために、既存の実験ホールを下流に105 m 延長する(図 2)。既存の一次ビームライン(A ライン)を延長し、下流に二つの二次粒子生成標的(T2 標的、T3 標的)を新設する。施設を拡張するために必要な一次ビーム光学 (一次陽子ビームを複数の標的に照射する)、ビームダンプ移動(既存のホー ルにあるビームダンプを下流に移動させる)などの技術はすでに確立してい る。T2 標的からは K1.1 ビームラインと K10 ビームラインを、T3 標的から は HIHR ビームラインと新 KL ビームラインを設置する。T3 標的の下流には A ラインの陽子を吸収するビームダンプが置かれるが、新 KL ビームライン での実験の測定器はさらにその下流に設置するので、実験エリアの部分のみ さらに 48 m 拡張する。



図 2: 拡張されたハドロン実験ホールのレイアウト案。

既存の実験ホールではK1.8ビームライン、High-pビームライン、COMET ビームラインの運用を引き続き行う。従って、拡張後の実験ホールでは、合計 七本の二次ビームラインを運用することができる。ホール北側のK1.8、K1.1、 HIHRではストレンジネス核物理の実験を、ホールの南側の High-p、K10 で はハドロン物理の実験を、そして COMET と KL では素粒子物理の実験を強 力に推進する。各ビームラインの主なパラメータを表 1 にまとめる。既存の ホールで KL 実験に用いられていたエリアにはテスト実験のためのビームラ インを設置することが計画されている。

表 1: ハドロン実験施設のビームライン

	粒子	運動量	粒子数	特徴		
既設の実験ホールのビームライン						
K1.8	K^{\pm}, π^{\pm}	$< 2.0 \ { m GeV}/c$	$\sim 10^6 K^-/{\rm spill}$	質量分離		
K1.8BR	K^{\pm}, π^{\pm}	$< 1.1 \ { m GeV}/c$	$\sim 10^5 K^-/{\rm spill}$	質量分離		
KL	K_L	平均 2.1 GeV/c	$\sim 10^7 K_L/{\rm spill}$	16 度方向への取り出し		
High-p	р		$\sim 10^{10}~{\rm p}~/{\rm spill}$	一次陽子ビーム (30 GeV)		
	π^{\pm}	$<\!31~{ m GeV}/c$	$\sim 10^7 \ \pi \ /{\rm spill}$			
COMET	μ^{-}			$\mu^- \rightarrow e^-$ 変換探索実験用		
拡張された	実験ホールで	の新しいビームラ	イン			
K1.1	K^{\pm}, π^{\pm}	$< 1.2 \ { m GeV}/c$	$\sim 10^6 K^-/{\rm spill}$	質量分離		
		$0.7{\sim}0.8~{ m GeV}/c$		低い運動量のビームも可能		
				[K1.1BR]		
HIHR	π^{\pm}	$< 2.0 \ { m GeV}/c$	$2.8 \times 10^8 \ \pi/\text{spill}$	質量分離		
				分解能 $\Delta p/p$ が 10 倍向上		
K10	$K^{\pm}, \pi^{\pm}, \overline{p}$	$< 10 { m ~GeV}/c$	$\sim 10^7 K^-/{\rm spill}$	質量分離		
KL (新)	K_L	平均 5.2 GeV/c	$\sim 10^8 K_L/{\rm spill}$	5度方向への取り出し		
				(中性子数)/(K _L 数)を最適化		

各ビームラインでの物理の目標は次章以降で説明されるが、まとめると次 のようになる。

- ストレンジネス核物理 ハドロン多体系の理解
 - **K1.1 ビームライン**: ハイペロンを使ってバリオン間力(核力)と核内 バリオンの性質を解明する。
 - HIHR ビームライン: ハイパー核のエネルギー準位の測定から高密度 でのバリオン間力(核力)を調べる。
- ハドロン物理 クォーク多体系の理解

- **K10 ビームライン**: ハドロンを記述する実質的な自由度を解明する。 また、核内ハドロンの性質を調べる。
- 素粒子物理 標準模型を超える物理の探索
 - **新 KL ビームライン**: 100 個の CP 非保存事象を捉え、物質優勢宇宙の謎に迫る。

3 拡張計画でねらう素粒子物理の重要課題

2008 年に小林氏と益川氏が粒子反粒子対称性の破れ (CP 対称性の破れ) の 理論 (1973 年) についてノーベル物理学賞を受賞した。そこでは以下のように 述べられている [1]。

我々の宇宙は物質が反物質に比べ優勢である。宇宙のこの非対称性の原因がCP非保存にあることを、1967年にAndrei Sakharov が指摘したことは有名である。小林益川理論によるCPの破れの 効果では寄与が小さく、この現象を説明することはまず不可能で ある。これを説明するCPの破れの起源は、素粒子標準模型を越 えるところにあるであろう。他の理由からも標準模型を越える拡 張は求められており、今日の加速器では作り出すことができない 重い新粒子が、より高いエネルギースケールで模型を拡張すると 信じられている。こういった新粒子が新たなCPの破れを担うこ とは自然であり、ビッグバン直後の高エネルギーの宇宙において は、こういった新粒子が作り出されるであろう。そして、まだ未 解明の機構により初期宇宙に作用し、物質優勢宇宙を形成したか もしれない。将来の研究によりこの描像が正しいかどうかがわか るであろう。

さらに 2013 年には、ヒッグス氏とアングレール氏がヒッグス粒子の存在を 予言した理論 (1964 年) についてノーベル物理学賞を受賞した。そこでは以下 のように述べられている [2]。

現在までの全ての実験結果は、新たに発見された粒子の性質 が、Brout-Englert-Higgs 機構で予言されていた素粒子 (スカラー ボソン) と合致していることを裏付けている。この発見は、素粒 子物理学のひとつの到達点であり、素粒子標準模型の大きな成功 である。しかし、これは終りには程遠く、おおくのエキサイティ ングな可能性を拓くものである。理論物理学者は、素粒子標準模 型はより完全な理論の低エネルギー近似に過ぎないと信じている。 もしそうでなければ、量子力学的な補正がヒッグス粒子の質量を プランクスケールに向って増大させてしまう。(不自然な打消しが おこれば別であるが。)この為、以下のような標準模型の拡張が提 案されている。標準模型の成功を維持しつつ、ヒッグス粒子の質 量を現在の低い値に落ち着かせるような新物理を導入する。

どちらも、素粒子標準模型という枠組みの大きな勝利であり、素粒子物理 の現象をよく説明している。一方で、素粒子標準模型では説明しきれない謎 も残っており、標準模型を越える新しい物理の探索が精力的に行われている。 その謎には、物質優勢の宇宙の成り立ち、ヒッグス粒子の低い質量の起源があ る。物質優勢の宇宙の成り立ちには CP 対称性の破れは必須であるが、その破 れの大きさは、現在知られている小林益川理論の機構では不十分である。我々 の理解を越える新しい機構が必要と認識され、より高いエネルギースケール で現れる新粒子が、新たな CP 対称性の破れを担うのであろう。そして、ヒッ グス粒子の質量を現在の値に安定化させる機構も同時に与えるのであろう。こ のように高いエネルギースケールに謎を解く鍵がある。

この高いエネルギースケールにおける標準模型を越える新しい物理の探索 において、加速器を用いる素粒子実験には大きく2つの方向がある。一つは LHC での ATLAS 実験、CMS 実験に代表される、エネルギーフロンティア である。ビーム同士を衝突させ、重心系エネルギーを最大化することで、新 粒子を直接作り出すことを主眼とする。もう一つは、強度フロンティアであ る。量子力学の時間とエネルギーの不確定性関係により、ごく短い時間では、 高いエネルギースケールが実現できる。つまり、稀なプロセスには、重い新 粒子も関与し、標準模型の予測とは異なる振舞いを見せる可能性がある。こ ういった実験は、大強度ビームにより大量の物理プロセスを引き起し、その 中から稀に起る現象をみつけ出すことになる。強度フロンティアといわれる 所以である。

稀なプロセスについては別の観点もある。新物理探索においては、標準模 型での既知の過程はバックグラウンドとなる。このため、標準模型による過 程が対称性などにより出来るだけ抑制されていることが望ましい。新物理の 寄与は、標準模型での抑制と同じ機構に従う必要はなく、大きな効果となり 得る。

さらに、この対象となるプロセスの標準模型の予測が精密であることも求 められる。たとえ新物理の過程により予測からのずれがあるとしても、標準 模型自体の誤差と区別がつかなければ意味がない。

J-PARCの大強度ビームで実現する素粒子物理実験は、まさにこの強度フ ロンティアで目指す物理である。現行のハドロン実験施設では、K 中間子を用 いる二つの素粒子実験が行われている。どちらもハドロン実験施設拡張計画に おける実験に直結する。また、ミュオンの電子転換過程を探索する COMET 実験が現行のハドロン実験施設で準備されている。これらと他の研究施設で の B 中間子などを用いた実験と、新物理の発現のしかたを見比べることで、 新物理の性質を解明する。

現行のハドロン実験施設でのK中間子実験の一つは、中性K中間子の稀な崩壊を探索するKOTO実験(J-PARC E14)である。探索する対象は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ という過程で、標準模型の予測分岐比は 3×10^{-11} と小さく、これまでに観測事例はない。この崩壊は、小林益川行列のフレーバー遷移に対する強い抑制があるので、特にこの抑制に従わない新しい物理過程に高い感度を持つ。こ

の崩壊は CP 対称性を破る過程でもあり、小林益川機構を越える新しい CP 対称性の破れの発見が期待される。また、標準模型の予測精度も 2%程度で優れている。この分岐比は、新物理過程により 1 桁以上大きくなることも予想されている。現行の KOTO 実験では、2018 年頃を目処に 10^{-11} 台までの探索を行い、新物理過程からの事象の発見を目指す。拡張されたハドロン実験施設においては、KOTO Step2 というかたちで、より高統計での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の精密測定を目指す。分岐比の標準模型からのずれが小さい場合でも、100事象を越える事象の検出を目指している。これにより、さらに高感度での新物理探索を行う。

現行のハドロン実験施設でのもう一つの実験は、荷電K中間子を用いてレプトンフレーバーの普遍性の破れを探るE36実験である。この実験では、 $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ と、 $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ の崩壊分岐比の比を精密に測定する。 $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ は標準模型の弱い相互作用の特徴であるヘリシティによる抑制が非常に強い。また、2つのプロセスの分岐比の比をとることで、理論及び実験の不定性を減らし、新物理に対して高い感度を実現する。ハドロン実験施設拡張の後は、時間反転対称性の破れを探るTREK実験(J-PARC E06)を計画している。TREK 実験は $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊で生じるミュオンの、崩壊平面に対するスピン偏極度を測定する。これは、時間反転対称性を破る観測量であるので、予想を超える偏極度があれば、標準模型を越える時間反転対称性の破れである。CPT 定理を通じて未知の CP 対称性の破れに繋がり、物質優勢宇宙の謎を解く鍵になると期待される。

4 拡張計画でねらうハドロン・原子核物理の重要課題

「万物の源は何か」という古来より問われてきた人類の素朴な疑問に対し て、20世紀の高エネルギー加速器による探索は、それ以上分割できず構造を もたない素粒子として、6種のレプトン(電子の仲間とニュートリノ)と6種 のクォークという答えを出した。それらの間の相互作用は、何種類かのゲー ジ粒子の交換によって引き起こされる。クォーク間の強い相互作用はグルー オンによって媒介され、量子色力学(QCD)によって記述される。クォークか ら陽子や中性子といったハドロンが作られ、さらに陽子と中性子が複数個集 まって原子核が作られる。原子核は電子を捉えて原子や分子を形成し、やが て、星々や我々人類を構成する多様な物質が生み出される。これは、ビッグ バンによる宇宙開闢以来の物質形成の歴史と重なる。クォークの多体系が織 りなす多様な物質世界の様相を探り、その形成に至る仕組みを解明すること は、今日のハドロン・原子核物理学の重要な課題である。

クォークはハドロンに閉じ込められており、クォークからハドロンがどの ように形成されているか、また、クォークから作られる物質(クォーク・ハド ロン物質)はその温度や密度によってどのような性質を持ち、どのような形 態をとるのか、よくわかっていない。そこで、ハドロン実験施設の拡張計画 では、ハドロンの高励起状態の研究と高密度のハドロン物質の研究に関する 次の3つの課題に取り組む。1つ目は、「ハドロンはどのように形成され、如 何に励起されるのか」。2つ目は、「原子核を支配するバリオン間力の解明」。 3つ目は、「超高密度のバリオン物質の解明:重い中性子星はなぜ存在するか」 である。2つ目と3つ目の課題では特に、高密度ハドロン物質の性質を特徴づ ける短距離部分での振る舞いの解明に焦点を当てる。

以下に、それぞれの課題の概要と取り組みの方針について述べる。

4.1 ハドロンはどのように形成され、如何に励起されるのか

クォークの振る舞いは強い相互作用の基本法則である QCD によって記述さ れる。その振る舞いはエネルギーに強く依存し、Λ_{QCD} と呼ばれるエネルギー スケール (~0.2 GeV)を境にして低エネルギー側では非摂動効果により著し く変わる。その結果、本来軽いクォークは質量を獲得しハドロン内部に閉じ 込められる。このため、QCD の基本方程式を直接解いて、ハドロンを記述す るのは容易ではない。QCD の第一原理計算である格子 QCD 計算によって、 基底状態のハドロンの質量スペクトルを高い精度で再現できるようになった が、励起状態のハドロンの質量スペクトルを計算するのは未だに困難である。 一方、構成子クォークを有効自由度としてハドロンを記述する有効模型(構 成子クォーク模型)は一定の成功をおさめてきたが、Λ(1405) や Roper 共鳴 (N*(1440)) のようなハドロンの励起状態についてうまく説明できていない。 さらに、近年、ハドロンの高い励起状態に*X、Y、Z*やペンタクォーク(Θ⁺ や*P*⁺_c) などのエキゾチックなハドロンの発見が次々と報告された。これらは、 単純な構成子クォーク模型では説明が困難である。こうしたエキゾチック・ハ ドロンや励起状態を含むハドロンを記述するためには、ハドロンの内部自由 度と励起のメカニズムを解明する必要がある。

J-PARCでは、3個の構成子クォークのうち1個を重いチャームクォークに 置き換えたり(チャーム・バリオン)2個もしくは3個のストレンジクォーク に置き換えたり(Ξ*バリオンやΩ*バリオン)することにより、軽いクォー クと重いクォークの運動を分離し、ハドロン内部のクォーク相関を際立たせ る研究を行う。クォーク相関の強さは励起エネルギースペクトルのみならず 生成率や崩壊分岐比などにも反映される。これらの測定により、ダイクォー ク相関やハドロン分子クラスターといった特徴的な有効自由度が、エキゾチッ ク・ハドロンを含むハドロン励起状態にどう現れるのかを調べる。

カイラル対称性の自発的破れはハドロン物理学において最も重要な概念の 一つであり、真空におけるハドロンの性質を特徴付ける。真空から有限温度 ないし有限密度の媒質中に移るとカイラル対称性は部分的に回復すると考え られている。それに伴いハドロンの性質が真空中と比べて変化することが期 待され、その変化のパターンはメソンの種類によって異なると予想されてい る。J-PARCでは軽いベクトル型メソン(φ, ρ, ω)、擬スカラー型メソン(η, η')、重いチャームクォークと軽いクォークからなる Dメソンについて測定 し比較することにより、カイラル対称性の自発的破れとその有限密度におけ る回復の機構を明らかにする。High-pビームラインでは軽いベクトル型メソ ンの質量分布(スペクトル関数)の変化の直接測定の準備が進んでおり、こ れに加えて拡張ホールで、原子核標的での D 中間子生成断面積を生成閾値近 傍で測定することによって、有限密度媒質中での D 中間子質量の変化がわか る。有限密度下でのハドロンの性質に関する知見は、中性子星の芯部などで 実現される超高密度状態のハドロン物質を記述するためにも重要である。

4.2 原子核を支配するバリオン間力の解明

核力は、1 fm 以下の短距離では強い斥力であることが核子散乱実験でわかっ ている。通常の原子核では、核内核子の運動量が低いために、核力の短距離部 分と長距離部分を平均化した強さが主に原子核の構造を決定づけており、短距 離斥力の詳細は表に現れない。核力模型は、約80年前に湯川が提唱した中間 子交換の描像に基づいて記述されており、核子同士が重なり合うような1 fm 以下の短距離では現象論的な斥力芯を導入しているに過ぎない。これまでは、 このような核力模型で原子核を記述しても特に大きな問題は生じなかった。

中性子星の芯部で実現していると考えられる高密度核物質を理解するには、 核力の短距離部分が本質的に重要となってくる。核子同士が重なり合い核子 の構造が関わってくるような1 fm 以下の短距離では、中間子交換の描像では なく、クォーク・グルーオンの自由度で記述する方が自然である。また、高 密度核物質中での核子のフェルミエネルギーは密度と共に大きくなり、ある 密度以上ではストレンジクォークを含むハイペロンが出現すると予想されて いる。従って高密度核物質を議論するには、核力をバリオン間力(ハイペロ ンを含んだバリオン8重項間の力)に一般化することが必須になる。

クォーク模型に基づくバリオン間力のこれまでの理論研究によると、斥力 芯は2つのバリオンのフレーバー・スピン状態によって大きく異なる。クォー ク間のパウリ効果によって斥力芯が極めて強くなる状態(Σ⁺pのスピン1状 態など)や、グルーオン交換によるカラー磁気相互作用によって斥力芯でな く引力芯を持つ状態(*H*ダイバリオン)の存在が予想されている。また、短 距離で重要となるスピン軌道相互作用(*LS*力)は、これまで重い中間子交換の 枠組みで記述されてきた。*LS*力がグルーオン交換により生じると考えると、 ハイペロン・核子(*YN*)間では核子・核子(*NN*)間とは全く異なる振る舞 いが予想される。こうしたクォーク模型の予測は、近年、格子 QCD 計算から 得られるようになったバリオン間力の性質と定性的には合致している。

これまで実験で得られていた YN 散乱データは、極めて限られ統計精度も 乏しかった。豊富な NN 散乱データとフレーバー SU(3) 対称性を用いるこ とで足りない情報を補完し、ハイペロンを含む原子核(ハイパー核)の構造 に関する実験結果も駆使することにより、中間子交換模型に基づくバリオン 間相互作用の模型が作られ、改良が続けられてきた。この模型は、現存する YN 散乱データとハイパー核データをおおよそ再現できるものの、短距離部 分の予言能力がない。これまでの YN 散乱実験が相互作用の短距離部分に敏 感ではないこともあり、短距離部分の情報はまったく不十分である。

そこで我々は J-PARC において、最新の測定技術を導入して、YN 散乱デー タを質・量ともに大幅に向上させる。これらを格子 QCD 計算とも比較するこ とで、短距離部分を含むバリオン間相互作用模型を確立させる。

次節で述べるように、中性子星の芯部の記述には、二体のバリオン間相互 作用に還元できない YNN 三体斥力が重要な役目を果たすと考えられる。そ の効果を実験的に検証するためにも、短距離部分を含む二体のバリオン相互 作用模型の確立が重要である。

4.3 超高密度のバリオン物質の解明:重い中性子星はなぜ存在するか

原子核は中心密度がほぼ一定(密度の飽和性)、核子1個当たりの結合エネ ルギーがほぼ一定(結合エネルギーの飽和性)という、著しい特徴を持つ。こ れらの重要な性質を核力から導くことは原子核物理学の重要課題であり、様々 な研究が行われてきた。その結果として、二体の核力のみでは不十分であり、 新たに三体の核力を導入しなければ高精度の原子核の束縛エネルギーの測定 値を再現できないことが明確になった。最近の計算では、三体核力が重い原 子核内で大きな斥力の効果を及ぼしていることが示唆されている。三体核力 は、中性子星内部のような高密度核物質中ではさらに大きな斥力効果を及ぼ すはずである。近年の理論計算では、三体斥力が中性子星の最大質量を大き くするという結果が得られている。

中性子星の内部では、高密度のために中性子のフェルミエネルギーが高く なる。ある密度を超えると、中性子として存在するよりも Λ 粒子などのハイ ペロンに変化するほうがエネルギー的に有利になる。Λ粒子については、Λ ハイパー核の存在から明らかなように Λ と核子の間の力が引力であるため、 通常核密度の数倍程度の密度で出現することが導かれる。すなわち、中性子 星の中心部ではハイペロンが混在すると期待される。豊富な NN 散乱データ ベースを基に構成された現実的な核力模型と、ハイパー核分光によって得ら れる YN 相互作用や YY 相互作用の情報を用いて、高密度核物質あるいは高 密度ハドロン物質の状態方程式を求め、中性子星の内部構造が計算されてい る。それによると、中性子星の中心部では Λ をはじめとするハイペロンが混 在し、中性子星の最大質量は太陽質量の 1.5 倍程度と予想される。これは従 来の中性子星質量の観測結果と矛盾していなかったが、2010年以降、太陽質 量のほぼ2倍の質量を持つ中性子星が2例発見された。現在の理論計算では、 ハイペロンが混在すると状態方程式が柔らかくなり密度が上がりすぎるため、 このような大きな質量の中性子星は安定に存在できずブラックホールになる。 これは、上記の核子三体核力の斥力的効果を考慮しても解決しない。この矛 盾は、従来の原子核物理の常識を覆す衝撃であり、ハイペロン・パズルと呼 ばれている。今までの原子核物理学の知識から導かれる高密度ハドロン物質 の状態方程式には、高密度領域におけるハドロン相互作用について重大な知 識の欠落があることを示唆している。

問題を解決する有力な候補として、通常の原子核で見られた三核子間の斥 力効果と同じように、高密度ハドロン物質中に混在するハイペロンを含めた バリオン間相互作用における三体の斥力効果が考えられている。J-PARC で はこの効果を高精度実験により検証する。もしもこれにより問題が解決しな かった場合は、核物質とクォーク物質との混在物質における斥力効果など、よ りエキゾチックな可能性を考えることになる。

バリオン間力の三体斥力の効果は、Λ ハイパー核中に深く束縛されたハイ ペロンの一粒子準位に対応する束縛エネルギーを高精度で測定することによ り検証する。予想される三体斥力の効果は±0.5 MeV 程度であり、いままで の測定では感度がなかった。HIHR ビームラインでは、分散整合法を用いて、 100keV というこれまでより一桁程度よいエネルギー精度で、Λ ハイパー核の 束縛エネルギーを軽い核(A~10)から重い核(A~200)まで幅広く系統的に 測定する。こうして三体斥力の効果を実証し、重い中性子星が存在する謎の 解明を目指す。

5 K1.1ビームライン

K1.1 ビームラインは、最大 1.1 GeV/cの Kビームを大強度・高純度で供給することのできるビームラインである。1 GeV/c領域の (K^-,π)反応は、 Λ 、 Σ ハイペロン生成に最適な運動量であり、これを利用して大統計の (1) ハ イペロン-核子散乱実験や、(2) ハイペロンが原子核に束縛して形成される Λ 、 Σ ハイパー核の精密測定 (生成、構造、崩壊)を行う。これらの実験を通じて、 "核力"を拡張した統一的なバリオン-バリオン間相互作用や核物質中における るバリオンの性質変化 (媒質効果)を研究する。

5.1 実験の展望

Almost Pauli forbidden channel 押し出された斥力芯 Complete Pauli forbidden channel 非常に高い斥力芯 Weak Interaction channel 低い斥力芯 (Σp channel (S=0) など . (S=1) ta Σ⁺p channel (S=1) など 2000 6000 ΝΛ.ΝΛ ΝΣ.ΝΣ ΝΛ.ΝΣ 80 80 ³S 1500 5000 60 (A94) 40 60 ¹S₀, S=-1, I=1/2 N=U=040 4000 [VeV](4)/(-20 20 [∧av] (-)₂ 1627 3000 0 -20 26 2000 -40 500 0.6 0.8 1.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1.2 62 64 1.2 66 1.0 1000 0.4 0.6 /(tmj 0.0 02 0.6 0.8 1.0 1.2 1.4 0.0 0.2 0.4 0.8 1.0 12 • (trol

5.1.1 ハイペロン-核子 (YN) 散乱実験

図 3: Lattice QCD simulation により計算されたバリオン間相互作用のポテ ンシャル。ここではバリオン粒子の基底で表示してある。

核子-核子あるいはバリオン-バリオン散乱実験は、二体間相互作用を最も ダイレクトに研究することのできる手法である。豊富な核子-核子 (NN) 散乱 データによって実験的に決められた NN 間相互作用のポテンシャルは、中・ 長距離部分については中間子交換模型で説明されてきたが、短距離部分につ いては物理的な説明がなされていない。図3に、Lattice QCD simulation に より計算されたバリオン間相互作用のポテンシャルエネルギーとバリオン間 距離の相関を示す。NN 間相互作用において、核子間距離がr > 2 fm の遠距 離領域は、特徴的な強いテンソル力を含め one pion exchange で定量的によ く記述できる。1 < r < 2 fm の中距離領域では、核力の特徴的な強い引力は スカラーメソンσ (又は角運動量 0、アイソスピン 0 に組んだ 2 π) の交換で 説明されている。r < 1 fm 以下で現れる強い軌道角運動量-スピン (LS) 力 は、中間子交換模型においては主に σ 、 ρ 、 ω 交換で説明される。一方、近距 離力で特徴的な強い斥力芯の起源は理解されていない。ベクトルメソンは斥 力を作るので、この斥力芯は (少なくとも部分的には) 重いベクトルメソンの 交換によるものとみなすことができるが、0.5 fm 程度の核子半径と同程度の このような短距離領域で、核子の内部構造を考えずに、重いメソンの交換の みで議論することは不自然であろう。実際、NN 間相互作用においては LS 力を説明できている中間子交換模型を Λ N 間相互作用に拡張し、そこから Λ ハイパー核の LS 2 重項状態間の間隔を計算すると、データをまったく再現 することができない。一方、クォーク・グルーオン描像で核力の短距離部分 を記述する理論模型では、強い斥力芯はクォーク間のパウリ効果と one gluon exchange で生ずる color magnetic interaction で説明することができると考 えられている。color magnetic interaction で説明することができると考 えられている。color magnetic interaction の効果は様々な 2 体のバリオンの スピン・フレーバー状態によって異なり、特に SU(3)_f × SU(3)_f の singlet 状 態では強い引力となる。核力の本質的な理解には、SU(3)_f に拡張した様々な バリオン対に対する相互作用の研究が大変有効である。

特に、 $\Sigma^+ p$ チャンネルは、中間子交換模型では強い斥力芯は現れないが [3]、 クォーク・グルーオン描像ではクォーク間のパウリ排他律の効果によって強 い斥力芯が出現すると予想されている [4]。これは、同じ量子状態のカラー・ スピンをもつ u クォークが Σ^+ と p にそれぞれ現れる確率が高いためである。

YN 散乱実験は、1970 年代に水素泡箱を用いて行われたものが最初である。 この実験では、ハイペロンと陽子との散乱のトポロジーを画像解析すること により断面積を測定したが、静止 K^- からの生成ハイペロンを用いたため、 Σ の運動量が 200 MeV/c 以下の低エネルギー領域でのデータに限定されてい た。1990 年代に KEK-PS で行われた実験では、トリガー可能なシンチレー ションアクティブ標的を用いて (π^{\pm} , K^+) 反応事象をスペクトロメータで同定 し、散乱画像を記録する手法により行われた [5, 6]。どちらの実験も、画像解 析を必要とする手法であり、短い寿命のハイペロンによる実験の困難さもあ り、ビーム強度を上げることができなかったため統計量がきわめて不十分で ある。

現在、K1.8 ビームラインにおいて (π^{\pm}, K^{+})反応による ΣN 散乱実験 (J-PARC E40) が計画されている [7] 。E40 では、画像解析を行わず、カウンター の情報のみで散乱事象を同定することができ、大強度ビームを利用すること で高統計の散乱実験が可能となる。

K1.1 における展望

さらに発展させた実験を K1.1 ビームラインにおいて行う。 (K^-,π) 反応を 用いた Λ, Σ 生成では、前方 ~ 大角度までの広範囲の散乱角のデータを取得す ることで、広い範囲の運動量 (0.4-1.2 GeV/c) をもつハイペロンをビームとし て同定出来るため、相互作用の中距離から近距離領域までアクセス可能とな る。また、図 4 に示すように、 $p_K = 1.0$ GeV/c における (K^-, π^-) 反応では、 ほぼ完全に偏極した Λ, Σ を得ることができ、偏極量の測定から YN 間のスピン依存力を導出することが期待できる。



 \boxtimes 4: Polarization of Λ and Σ^+ produced in the K^-p reaction.

5.1.2 Λ ハイパー核 γ 線分光実験

 γ 線分光実験は、通常核の構造の研究において強力な手段である。ハイパー 核の研究においては、1980年代までは分解能の劣る NaI 検出器による測定例 が数例あるのみであったが、1990年代後半以降ゲルマニウム検出器を使う技 術が確立し、 γ 遷移が観測できる粒子束縛状態に対しては、エネルギー分解 能はこれまでの反応分光実験での MeV オーダーに対して数 keV にまで向上 した。KEK, BNL におけるゲルマニウム検出器による γ 線分光実験により、 $\frac{7}{\Lambda}$ Li, $\frac{9}{\Lambda}$ Be、 $\frac{11}{\Lambda}$ B, $\frac{12}{\Lambda}$ C, $\frac{15}{\Lambda}$ N, $\frac{16}{\Lambda}$ Oの γ 線が測定された [9]。最近、J-PARC K1.8 において、 $\frac{4}{\Lambda}$ He [10] と $\frac{19}{\Lambda}$ F の γ 線測定も行われた (E13) [11]。

 Λ ハイパー核の γ 遷移は図 5 に示すような 3 種類に分類される。一つ目は スピン二重項の上の状態から下の状態への遷移である。コア核の全角運動量 *J* がゼロでない場合、 Λ のスピンの向きによってハイパー核状態は *J*±1/2 の スピン二重項に分岐する。この二重項間の遷移は、 Λ のスピンが反転するだ けの磁気双極子 (*M*1) 遷移で、 Λ スピン反転 *M*1 遷移とよばれる。二つ目は コア核遷移とよばれ、対応するコア核内で起こる遷移と基本的に同じもので ある。三つ目は、 $p_{\Lambda} \rightarrow s_{\Lambda}$ のように、 Λ が軌道を変化させる intershell 電気 双極子 (*E*1) 遷移である。



図 5: Λ ハイパー核のレベル図と γ 遷移の模式図。

ハイパー核のエネルギー準位の間隔はスピンに依存する ΛN 相互作用に支 配されるが、この相互作用は小さいため、特にスピン二重項間隔はほとんどの 場合数 100 keV 以下となり、ゲルマニウム検出器による γ 線分光によっての み測定可能である。また、ゲルマニウム検出器の高い分解能を利用して、ドッ プラーシフト減衰法を用いて γ 脱励起状態の寿命を測定することができる場 合がある。この手法は、唯一の現実的なハイパー核励起状態の寿命測定方法 である。

 Λ ハイパー核 γ 線分光実験による詳細なエネルギー測定や寿命測定から以下のような研究が可能となる。

• ΛN 相互作用研究

これまでに測定された *p*-shell ハイパー核 (最外核子が *p*-shell にあるハ イパー核)のレベル構造から、ΛN 間のスピン依存相互作用(スピン・ スピン力、*LS*力、テンソル力)の大きさが決定されている。その特徴 として挙げられるのが、これらの ΛN 間のスピン依存力は NN 間のス ピン依存力にくらべてすべて1桁以上小さく、特に Λ のスピンに依存す る *LS* 力が非常に小さい (NN 間の *LS* 力の 1/50 程度) ことである。

Λ は核内で ΛN-ΣN 結合により Σ と混合し、それを通じて大きな ΛNNの三体力が現れる。こうした多体効果による核内での核力(バリオン間 力)の変化を理解することは、原子核を理解し、さらに中性子星核物質 を理解する上で極めて重要である。ハイパー核のガンマ線分光データが さらに蓄積されると、こうした三体バリオン力の効果が実験的に調べら れるようになる。 原子核媒質中でのΛのg-factor変化

核内に束縛された A 粒子の g-factor を、A が spin 反転する M1 遷移強 度 (図 5 中のスピン反転 M1 遷移)B(M1)を測定することにより求める ことができる。A のスピン反転による B(M1) は、寿命を測定すること で導出できる。現在 ${}^{7}_{\Lambda}$ Li 基底二重項状態間 ($3/2^{+} \rightarrow 1/2^{+}$)の測定が計 画されている (E63)。しかし、核内 A の g-factor は、さまざまな原因で 変化する可能性があるため、g-factor を様々な核で系統的に調べる必要 がある。A と Σ の混合はアイソスピンが大きい核ほど大きくなるため、 g-factor 変化のアイソスピン依存性の測定が必要である。また、核密度 依存性を調べることで、カイラル対称性の部分的回復の効果がわかる可 能性がある。

• 不純物効果

原子核の E2 遷移の換算遷移確率は、原子核の変形の大きさ(電気四重 極モーメント)の情報を持っている。寿命と γ 線エネルギー測定から B(E2)を導出できる。これまで、 $\frac{7}{\Lambda}$ Liのコア核 E2 遷移の B(E2) と⁶Li の B(E2)を比較し、Λ によって ⁶Li コア核が縮むという理論予想を実 証した [12]。この手法で、Λ 粒子が核構造に与える不純物効果を検証す ることが可能となる。

K1.1 における展望

K1.1 において大強度 *K⁻⁻* ビームを用いて、(*K⁻⁻*, π^{-,0}) 反応による軽い核か ら重い核までの系統的なハイパー核 γ 線分光実験を実現する。

 ΛN 相互作用研究に関して、系統的なハイパー核の詳細なレベル構造から ΛNN の三体力の寄与を調べる。この三体力は、中性子星核物質の研究におい ても重要な役割を果たしている。三体力は通常核でも Δ 励起を通して存在する が、 Λ の場合、 Σ 励起を通して大きな効果をもたらすと考えられる。 $N-\Delta$ 間の 質量差が 300 MeV なのに対し Λ - Σ の質量差が 80 MeV と比較的小さいため、 Σ の混合が大きいからである。(K^-, π^0)反応で生成できる中性子過剰なハイ パー核では、顕著に三体力の効果が表れると期待される。これまで (K^-, π^0) 反応による Λ ハイパー核の生成例はほとんどないが、K1.1 ラインではその生 成手法も取り入れる。

また大きな課題として、荷電対称性の破れの研究があげられる。A=4 のミ ラーハイパー核の二重項間隔に ${}^{4}_{\Lambda}$ H(1.09±0.02 MeV)[14]、 ${}^{4}_{\Lambda}$ He(1.406±0.004 MeV)[10] という大きな差が存在していることが先行実験 (J-PARC E13) で 発見された。ここで観測された荷電対称性の破れに ΛN - ΣN 結合が大きな役 割を果たしていることが示唆されているが、破れがあまりに大きく、従来の バリオン間相互作用模型では説明のできない謎とされている。 ($K^{-}, \pi^{-,0}$) を 用いた系統的なハイパー核レベル構造研究で、*s*-shell ハイパー核だけでなく、 *p*-shell のミラーハイパー核のレベル構造も系統的に精密に測定し、荷電対称 性の破れの起源を解明しバリオン間相互作用の理解を深める。

Λ 粒子の g-factor の媒質効果測定に関しては、ドップラーシフト減衰法に よって B(M1) が測定できるようなスピン二重項の候補を、系統的なレベル構 造測定を通じて選定し、様々なハイパー核での B(M1) 測定を行い、媒質効果 による核内 Λ の g-factor 変化の起源を解明する。

不純物効果に関しては、クラスターが発達した原子核において原子核の大 きさが縮む現象が起こりやすいと考えられており、様々な *p*-shell や、*sd*-shell Λ ハイパー核での *E*2 遷移強度の系統的な測定から、Λ による核構造変化の しくみがわかると期待される。さらに、クラスター化や3軸非対称変形など の特殊な形状の原子核にΛ を入れてそのエネルギー変化を調べることで、も との原子核の形状が実験的に証明できると期待されており、新しい核構造研 究の道が拓かれる。

5.1.3 Λ ハイパー核弱崩壊実験

ハイパー核研究が始まった当初より、弱崩壊は精力的に研究されてきた。強い相互作用に対して安定な Λ ハイパー核のみが弱崩壊研究の対象である。 Λ ハイパー核の弱崩壊では主に二つの崩壊様式がある。一つは自由 Λ 粒子の崩壊と同等の中間子崩壊($\Lambda \rightarrow N\pi$)であり、他方は核内核子と相互作用し崩壊する非中間子崩壊である ($\Lambda N \rightarrow nN$)。中間子崩壊は、自由な Λ 粒子の崩壊により崩壊過程がよくわかっているため、崩壊の始状態における Λ 粒子を調べる良いプローブとなっている。実際、中間子崩壊は古くから4体系での Λ 粒子の核内ポテンシャルの決定や、軽いハイパー核の基底状態のスピン・パリティーを決定するのに用いられてきた。

一方、非中間子崩壊では中間子崩壊とは異なり、崩壊過程そのものに興味 がある。核子間弱相互作用は、例えば散乱実験においては、強い相互作用に よる散乱に隠されてしまうため、パリティを破る散乱振幅のみが (非常に小さ い効果であるが) 測定可能である。しかし、非中間子崩壊はストレンジネスが 変化する過程であるため、パリティ保存・非保存両方の崩壊振幅が測定可能 である。そのため、Λ ハイパー核の非中間子崩壊は、バリオン間弱相互作用 の研究の重要な手段である。

非中間子崩壊で特に重要な観測量は、(1)np比($\Lambda n \rightarrow nn$, $\Lambda p \rightarrow np$ の分岐 比)、(2)偏極 Λ に対する非対称度の二つである。np比は崩壊過程のアイソス ピン構造を強く反映する。終状態において、nn状態はアイソスピンが1のみ 許される一方、np状態では0と1の両方が許されるためである。1990年代ま では、実験結果が終状態アイソスピン1の大きな寄与を示唆する一方、中間 子交換模型を基にした理論計算は強い π 交換の寄与のためアイソスピン0の 優位を予測し、理論・実験で大きな相違があった。2000 年代に入り、実験に おいては崩壊核子を完全に同時計測することで、終状態相互作用及び三体崩 壊 (ΛNN → NNN) の寄与を排除した計測がなされた [15, 16]。また、理論 モデルの改良もなされ、現在は np 比における理論・実験の不一致は見かけ上 解消されている。

崩壊分岐比がアイソスピン構造を反映するのに対して、非対称度はスピン・ パリティ構造を反映する。パリティを保存・非保存する崩壊振幅間の干渉に より、 $\Lambda n \rightarrow np$ 崩壊のpは、 Λ の偏極に対して非対称に放出される。 Λ 粒子 の偏極量を中間子崩壊の非対称角分布により測定することで、理論モデルに 依存しない非中間子崩壊の非対称度の測定がなされた [17, 18]。実験結果は、 崩壊分岐比をよく説明する理論計算と大きく隔たる。クォーク交換模型、多 中間子交換模型などの導入によってもデータを理解することができず、解明 のためにさらなる高精度で系統的な実験データが必要とされている。

また、最近の実験結果より、非中間子崩壊として三体崩壊 (ANN → NNN) の寄与が大きく、その分岐比は非中間子崩壊全体に対して、約 30%であるこ とが明らかになっている [19]。こうした三体崩壊をも含めて非中間子弱崩壊 を定量的に理解できるかどうかは、中間子交換描像やクォーク描像によって 我々が多体バリオン間相互作用をどこまで正しく記述しているかを調べる試 金石である。そのためには、系統的で精度の高いデータの蓄積が必要である。

K1.1 における展望

バリオン間弱相互作用 ($\Lambda N \rightarrow NN$)のスピン・アイソスピン構造を完全に決定することが特に重要な今後の課題である。始状態のアイソスピンはI = 1/2であり、S 状態のみを考えると、以下の 6 つの振幅がある。

- ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}S_{0}(a), {}^{3}P_{0}(b)(I=1)$
- ${}^{3}S_{1} \rightarrow {}^{1}S_{1}(c), {}^{3}D_{1}(d), {}^{1}P_{1}(e)(I=0)$
- ${}^{3}S_1 \rightarrow {}^{3}P_1(f)(I=1)$

また、ハイペロンやK中間子のパイ中間子放出を伴う崩壊過程において、崩壊前後でのアイソスピンの変化が 1/2 である反応がおこりやすいこと ($\Delta I = 1/2 \ \nu - \nu$)が知られているが、その起源はいまだに完全にはわかっていない。 そこで、 $\Delta I = 1/2 \ \nu - \nu$ が $\Lambda N \rightarrow NN$ 崩壊においても成り立っているか どうかを調べることは、その起源を解明するための手掛かりとなる。4,5 体系 Λ ハイパー核での np 比を精密に測定することにより、6 つの振幅の関係と $\Delta I = 1/2 \ \nu - \nu$ の成立の可否がわかる。

 ${}^{4}_{\Lambda}$ He は、ビーム運動量 1 GeV/c 領域の (π^+, K^+) 反応または、(K^-, π^-) 反応を用いて生成し散乱粒子側は大立体角の磁気スペクトロメータを使用する

ことで、効率よく高統計のデータを得ることができる。一方、 $^{4}_{\Lambda}$ Hを生成する ためには、(π^{-}, K^{0})や(K^{-}, π^{0})反応のような荷電交換反応を用いる必要があ る。その場合、 π^{0} スペクトロメータあるいは K^{0} スペクトロメータが必要と なる。このようなスペクトロメータで立体角をあげるのは困難であるため、そ れを保障するための大強度ビームが必要である。あるいは、 $K^{0} \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}$ の うち前方に放出された π^{+} を磁気スペクトロメータ(SKS)で測定し、他方の π^{-} を標的周りのカウンターで押さえるという方法もある。ミッシングマス分 解能とアクセプタンスを考慮して、最適な方法を選定する必要がある。

さらに将来的には、 Λ ハイパー核のベータ崩壊 ($\Lambda \rightarrow pe^{-\overline{\nu}}$)の崩壊率も測定し、核内 Λ の性質変化を明らかにしたい。

5.1.4 ∑ ハイパー核反応分光実験

Σハイパー核研究は、1980 年代と 1990 年代に CERN, BNL, KEK におい て (K^- , π^\pm)反応を用いて行われたが、 ${}^4_{\Sigma}$ He(T = 1/2, S = 0)のみが束縛状態 として観測され [20]、それより重い Σハイパー核のデータは束縛状態がない ことが示された [21]。このことは、スピン・アイソスピンを平均化した Σ-原 子核ポテンシャルは浅い引力または斥力をもつことを意味する。理論的な予 想から、 ${}^4_{\Sigma}$ He(T = 1/2, S = 0)は、引力をもつ ΣN(T, S) = (3/2, 0)および (1/2, 1) channel からの寄与により束縛すると指摘されている [22]。密度依存 性を持つポテンシャルによる Σ原子 X 線データの現象論的な解析から、Σ⁻⁻ 原子核ポテンシャルは、原子核表面においては引力的で、原子核内部におい ては強い斥力であることが示唆されている [23]。

さらにその後の KEK の実験において、(π⁻, K⁺) 反応による中重核におけ る準自由Σ生成のスペクトル [24] から、スピンアイソスピン平均したΣ原子 核ポテンシャルは、強い斥力 (≥ 30 MeV) であることが示されている。

最近 J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、⁶Li(π^-, K^+)反応による準自 由 Σ 生成のスペクトルの測定 (E10) と、 $p_K = 1.5 \text{ GeV}/c \text{ o } {}^4\text{He}(K^-, \pi^-)$ 反応による ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ 励起 1⁻ 状態探索実験 (E13) が行われ、解析がすすめられてい る。これらの実験は、散乱側の大立体角のスペクトロメータを利用して Λ 束 縛領域から Σ 準自由生成領域までのスペクトルを同時に取得しており、Σ 原 子核ポテンシャルの real part と imaginary part の情報とともに、核内での ΛN - ΣN 混合の情報を得ることができる。

スピンアイソスピンを平均した ΣN 相互作用は、中性子星内部におけるハ イペロン混合のシナリオに大きな影響をあたえる。ΣN 相互作用が引力もし くは弱い斥力であれば原子核密度が増加する中性子星の深部において最も早 く出現するハイペロンは Σ⁻ のはずである。しかし、強い斥力であった場合、 Σ は出現しない。

K1.1 における展望

K1.1 において、²H(K^-, π^+) Σn , ²H(K^-, π^-) ²_{\Sigma}H および ³He(K^-, π^+)³_Σn 反応による、ミッシングマス法を用いた反応分光実験を計画している。それ ぞれ、 包括的なスペクトルと $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ コンバージョンをおさえるスペクト ルを取得する予定である。ビームの運動量 (p_K) は、小さい運動量移行 (q) の p_K =0.6 GeV/c, $q \sim 0.1$ GeV/c と比較的大きい移行運動量の p_K =0.9 GeV/c $q \sim 0.27$ GeV/c で取得する。散乱側は、磁気スペクトロメータで SKS などを 利用することが可能である。

次のステップとして、 ${}^{3}\text{He}(K^{-},\pi^{0})_{\Sigma}^{3}\text{H}$ スペクトルを取得する。この場合散 乱側スペクトロメータとして π^{0} スペクトロメータが必要となる。

また、クーロン力にアシストされて束縛する重い Σ ハイパー核束縛状態を 探索する実験も行う。 Σ 原子核ポテンシャルが斥力であったとしても、Ni等 の核に Σ^- が束縛した状態を (K^-, π^-)反応で生成できることが予測されて いる。

これらの一連の Σ 原子核系に関する実験は、 Σp 散乱実験と相補的であり、 自由空間および核内での ΣN 相互作用を理解することができる。

 ΣN 相互作用研究と併せて、核内 Σ 粒子のガンマ崩壊 ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$)の崩壊率 を測定し、これが自由空間での値から変化していないかどうかを調べること で、原子核媒質中のバリオンの性質変化を測定することも予定している。 Λ ハ イパー核のスピン反転 M1 遷移の遷移確率 B(M1)の測定では Λ の magnetic moment の変化に関する情報を得ることができる。 Λ のスピンはs クォークの スピンが起源となっているのに対し、 Σ では u と d クォークのスピンも寄与 している。核媒質中でのカイラル対称性の部分的回復による構成子クォーク 質量の変化は、s クォークと比較して、u, d クォークのほうが大きいと考え られている。また、核媒質効果による Λ のg factor 変化が数% 程度なのに対 し、 Σ のg factor 変化は-40 ~ -100%とする予測もある [25]。 Λ のg-factor 変 化が、 Λ のスピン反転(すなわちs クォークのスピン反転)による M1 遷移 を測定するのにたいし、 Σ の場合 Σ^0 内のu または d クォークの反転で生ずる $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ を測定する。そのためには、 $\frac{4}{\Sigma}$ He 基底状態を (K^-, π^-)反応で生成 し、標的周辺を囲うカロリメータで γ 崩壊事象を検出し、自由 Σ 粒子と、核 内 Σ 粒子の γ 崩壊幅の変化を測定する。

5.2 ビームライン

大統計のハイペロン、ハイパー核生成を実現するためには最大 1.1 GeV/*c* の大強度・高純度の K⁻ ビームを実験標的に輸送するとともに、高い分解能 でビームを分析する能力がビームラインに求められる。

図 6 に、すでに設計が終了している K1.1 beam line のデザイン図を示す。 1 GeV/c 領域の K^- を大強度で実験標的まで輸送するために、beam line は



図 6: K1.1 ビームライン。

極力短い設計となっており、第二生成標的(T2)からの実験標的までの距離 は 27 m を予定している。D1、D2 により運動量選別された二次ビームは D3 の設定により、K1.1 または K1.1BR 実験室に振り分けることが可能となる。

2段の静電セパレーター (ESS) と直後のマススリットで輸送する粒子の純 度をあげる。さらに、上流に中間像スリット (IF) を設けることでビーム中の バックグラウンドとなる T2 周辺から生成されるクラウド状のπを除去する ことができる。図7に、K1.1 ビームラインの beam envelope を示す。ビー ムラインを構成する Q、S, O 磁石により、ビーム光学は3次まで補正され、 vertical slit 上に強くビーム収束することが可能となり、荷電 K 中間子を高純 度で輸送することが可能となる。

ビームライン最下流には、ビームの運動量解析を行う磁気スペクトロメー タとして DQQ システムと、それらの入口、出口に飛跡検出器を設置する。上 流側は、空間的制約と安定性を考慮して、シンチレーションファイバートラッ カーを設置し、下流側にはワイヤーチェンバーを設置する予定である。この システムで期待される運動量分解能は、 $\Delta p/p \sim 1 \times 10^3$ である。

現在、さらにビーム強度・純度、運動量分解を向上させる最適化を検討し ている。

5.3 スペクトロメータ

K1.1 で現在提案されている実験は、 (K^-, π^{\pm}) 、 (K^-, π^0) 、 (π^-, K^0) 反応 などがあり、実験に最適化されたスペクトロメータを開発・構築する必要が



図 7: K1.1 ビームラインにおけるビームエンベロープ。

ある。

 (K^-, π^{\pm}) による Λ, Σ ハイパー核分光実験に関しては、2015 年秋まで K1.8 ビームラインで稼働していた SKS 磁石を移設して使用する予定である。また、 検出器については、K1.8 ラインで SKS とともに使われていたドリフトチェン バーやカウンターを移設して使用する。SKS 磁石は、本来 1 GeV/*c* 程度の運 動量に最適化されているため、K1.1 において $\Delta p/p < 10^{-3}$ の十分によい分 解能が期待される。

YN 散乱実験用の高角度 π スペクトロメータや π^0 スペクトロメータは、今後開発する必要がある。

6 K1.1BR ビームライン

K1.1BR ビームラインは、K1.1 ビームラインの上流部から分岐し、より低 い運動量(0.7~0.8 GeV/c)で大強度 · 高純度の荷電 K 中間子ビーム(K^+ も しくは K^-)を供給するビームラインである。このラインでは、K 中間子を 減速させて標的中に静止させて実験を行う。素粒子物理としては K^+ 崩壊で 生じる粒子の精密測定を、ハドロン · 原子核物理としては K^- と原子核が束 縛した K 中間子原子から発生する X 線の高精度分光を行う。

6.1 実験の展望

6.1.1 時間反転不変性の破れの研究

宇宙全体における粒子と反粒子の非対称性は、標準模型における CP の非 保存だけでは説明がつかず、あるエネルギー領域において標準模型を超えた 大きな CP 非保存の存在が示唆されている。この問題を探求するため、我々 は K⁺ 崩壊での時間反転不変性の破れ (T-violation) を追求してきた。CPT 定理によると、T-violation と CP 非保存は同義である。TREK 実験は、拡張 されたハドロン実験施設において、 $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊 $(K_{\mu 3})$ で生成するミュ オン (μ^+) の崩壊面に垂直なスピン偏極成分 (横偏極、 P_T) を精密に測定す る (図 8)。Pr はベクトル3 重積で記述される T-odd の物理量であり、この量 の零からの差異として T-violation を観測できる [26]。Pr に対する終状態相 互作用 (FSI) からの擬似効果は小さく、有意な値が一意に T-violation の存在 を結論する。さらに、標準模型からは現在の実験感度で検知できる Pr は生 じ得ず、有限な Pr の観測は標準模型を超えた現象に直結する。T-odd 量に よる T-violation 探索は様々な崩壊・過程で行われてきたが、 $K_{\mu3}$ の P_T は古 くからその重要性が指摘されてきた。そのため、理論的研究が数多くされる とともに [26]、BNL-AGS などの主要な加速器施設で実験が行われた。最新 のデータは我々のグループが KEK-PS で行った E246 [27] であるが、上限値 を与えるに留まっている。TREK 実験は E246 実験をさらに発展させ、Prの 実験精度を 10⁻³ から 10⁻⁴ まで向上させることが目標である。

KEK-PS E246 実験は 1990 年代半ばから実施され、最終論文が 2006 年 に発表された [27]。ここで報告された値は $P_T = -0.0017 \pm 0.0023(stat) \pm 0.0011(syst)$ であり、 P_T の物理パラメータである $Im\xi$ のリミットを world record の 20 倍に改善した。しかし、KEK-PS の非常に限られたビーム強度 のため、実験誤差は統計誤差が支配する形で終わっている。E246 終了後、幾 つかの研究所で P_T 測定の計画が提案されたが、現在では J-PARC TREK 実 験の他に P_T 実験の計画はない。



図 8: $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊で生成するミュオン (μ^+) の崩壊面に垂直なスピン 偏極成分(横偏極、 P_T) P_T はベクトル 3 重積で記述される T-odd の物理量 であり、この量の零からの差異として T-violation を観測できる。

TREK 実験は、J-PARC での高強度 K^+ 中間子ビームの使用により、E246 に比べて統計精度を更に 20 倍改良することを目標にしている。同様に系統誤 差もさまざまな工夫により 1/10 以下に抑制することで、 P_T の精度を 10^{-4} ま で向上出来ると評価している。一方、標準模型による P_T の見積もりは、バー テックス補正から 10^{-7} 程度の寄与と極めて小さい。また、FSI の擬似効果が 10^{-5} 程度であるので、TREK 実験はこの限界まで迫ることになる。本研究 の詳細については、実験提案書 [28] にまとめられている。 P_T の精度が 10^{-3} から 10^{-4} まで向上することによって、multi-Higgs 模型、R-パリティを破る SUSY 模型など幾つかの標準模型を超えた物理からの寄与が観測できる可能 性がある [29]。以上を考慮し、 10^{-4} の感度を達成することで有限の P_T を測 定することを目指す。

6.1.2 K中間子原子を用いた強い相互作用の研究

K 中間子原子 (K^- 原子) とは、 K^- と原子核のクーロン力による束縛系で ある。通常の原子とは異なり、近距離において K^- と原子核の間に強い相互 作用が働く。その影響は、観測可能な最も低いエネルギー準位 (最終準位) に おいて、(1) 電磁相互作用のみによる計算値からのずれ (シフト) と (2) 崩壊 に起因する有限の自然幅として現れる。 K^- 原子は、 K^- を原子核標的内に静 止させることで生成するが、生成直後は励起状態であるため、X 線を放出し ながら脱励起していく。最終準位のシフトと幅は、その準位への遷移 X 線に より観測することができる。

これまで、K⁻-原子核間の低エネルギー極限における強い相互作用の研究 は、K⁻ 原子X線の様々な核に対する系統的な測定により盛んに行われてきた [30]。最近では、K⁻ 水素原子の1s原子準位のシフトと幅の測定[31, 32, 33] により、K⁻ 間の相互作用は強い引力であることが明らかになってきた。一 方、核子との相互作用が強い引力であることによる(閾値近傍での単純な摂動 論の破綻に起因した) 理論記述の困難さと、 $\pi\Sigma$ 及び $\pi\Lambda$ チャンネルへの崩壊 に起因する大きな吸収幅と短寿命ゆえの実験的な困難さにより、未だ K^- と 原子核のポテンシャルの深さに関して決定的な情報が得られていないのが現 状である。

近年、 \overline{KN} の強い引力相互作用をさらに発展させ、原子核中に K^- が強い 相互作用で深く束縛する可能性 (K^- 原子核) に関する実験的・理論的研究が 盛んに行われているが、その存否の決着は未だ着いていない。これらの研究 は、強い引力に起因して高密度状態を形成する可能性や、中性子星内部を構 成するハドロン候補でもある K 中間子の原子核との基本的な相互作用のパラ メータを提供するため、その重要さはますます増している。

このような状況の下、J-PARCの大強度静止K中間子用ビームラインにおいて、大量のK中間子原子を生成する「K中間子原子ファクトリー@J-PARC」を実現し、K中間子原子X線の高精度分光実験を行う。世界各国で行われている Reaction formation による *K*⁻ 原子核の探索実験とは相補的な関係となる。得られた *K*⁻ 原子の精密データにより、*K*⁻ と原子核のポテンシャルに関する決定的な情報を得て、未だ混沌としている *K*⁻ 原子核の存否に関する 重要なパラメータを提供すると共に、低エネルギー QCD の理解を目指す。

6.2 ビームライン

TREK 実験では静止 K^+ 法を採用するため (後述)、800 MeV/c 程度の低い 運動量を持つ K^+ ビームを輸送するビームラインが必要となる。また、ビー ム強度を大きくするために、ビームラインの距離は出来る限り短く、研究の 大きな障害となり得るビームに含まれる π^+ バックグラウンドを極力取り除 くことが望まれる。これらの要求は、2015 年 12 月まで実施された E36 実験 で使用していたビームラインが既に満たしていて、若干の改良を加えた新し いシステムを建設することになる。ビームラインのオプティクスを図 9 に示 す。縦方向のフォーカスが静電セパレータ前後 2 箇所、横方向のフォーカス が D3 後方にあり、これにより π^+ バックグラウンドを $K^+/\pi^+ = 1$ 程度まで 軽減させることが出来る。新たに構築するビームラインにおいても、これら のオプティクスを採用するが、アクセプタンスを 4.5 msr%から 10 msr%程度 まで大きくすることを予定している。これらを総合すると K1.1 ビームライン と上流のコンポーネントを共有し、D3 によって K1.1 とは逆方向に曲げられ るビームラインが TREK 実験には妥当である。

 K^- 原子 X 線分光実験が実行可能な施設は現在、世界でも、イタリア国立 フラスカティ研究所の DA Φ NE 電子・陽電子衝突型加速器と J-PARC のハド ロン実験施設のみである。DA Φ NE は ϕ 中間子を生成し、 $\phi \rightarrow K^- + K^+$ か らのエネルギーの揃った低エネルギー K^- が得られるが、「 K^- ビーム」では なく 4π に広がった K^- 源である。一方、J-PARC では K^- ビームを集中的



図 9: 静止 K 中間子用ビームラインのオプティクス。縦方向のフォーカスが 静電セパレータ前後 2 箇所、横方向のフォーカスが D3 後方にある。

に標的に静止させることが出来るため、以下で述べる、高分解能 X 線検出器 (超伝導検出器)のような有効面積の小さな検出器でも効率的な実験が可能で ある。静止 K⁻実験であるため、ビームラインは、低運動量 (~700 MeV/c) の K⁻ ビームを効率的に輸送することが可能であることが肝要で、出来るだ けビームラインの距離が短いことが要求される。

6.3 K⁺ 崩壊実験用のスペクトロメータ

一般的な K^+ 実験手法として、(1) 静止した K^+ の崩壊を観測する静止 K^+ 、 (2) 動いている K^+ の崩壊を観測する in-flight K^+ 、の2種類が挙げられる。 E246 実験では、系統誤差の抑制という観点から静止 K^+ を採用し、崩壊粒子 を前後対称に近い超伝導トロイダル測定器によって観測した。これによって 二重比実験が可能となり、系統誤差が効率的に抑制され、実験を成功に導い た。TREK 実験でも、静止 K^+ を用いた二重比実験という基本的なコンセプ トを踏襲する。

TREK 実験は、E36 実験で使用した検出器群にミュオンの偏極度を測定す るポーラリメータを付け加えることで遂行される(図 10)。E36 実験では (1) 荷電粒子の運動量を測定するトロイダルスペクトロメータ、(2) 荷電粒子を識 別する TOF、(3) ガンマ線の運動量を測定する CsI(Tl) カロリーメータ、(4) K^+ を識別する Fitch 型ビームチェレンコフ検出器、(5) K^+ を静止させる位 置感応型 K^+ ストッパー、等を使用した。これらを拡張したハドロンホール に移設し、TREK 実験に再利用する。既に J-PARC で使用した実績があるた め、装置の性能把握が系統誤差のコントロールに繋がる。測定器アクセプタ ンスを改善するため、新たに導入する active ポーラリメータは非常に重要で あり、入射するミュオンと崩壊によって放出される陽電子のトラックを両方 測定する性能を持つ。既にテスト実験による開発は終了していて、必要な性 能が確認されている。 P_T の導出には π^0 が前方と後方に放出されるイベント を選ぶことで *P_T* の向きを反転させ、陽電子の時計回りと反時計回りの放出確率の違いを探索することになる。これらの解析方法も E246 実験で確立されていて、新たに工夫することで実験精度が 10⁻⁴ を達成する。



図 10: TREK 実験セットアップ。静止した K⁺ 崩壊によって発生した粒子を、 トロイダルスペクトロメータを中心とした検出器群によって観測する。

6.4 K 中間子原子実験用の高精度分光装置

現在、ハドロニック原子分光におけるブレークスルーを目指すべく、近年急 速な発展を遂げている「超伝導遷移端 (TES)X 線マイクロカロリメータ」をハ ドロニック原子 X 線分光に応用する計画が進行中である (J-PARC E62 [34])。

本検出器は、物質の常伝導から超伝導への急激な抵抗変化を利用した熱量計 (図11 左)で、従来の半導体検出器と比べて1~2桁良い分解能をもつ[35,36]。 波長分散型クリスタルスペクトロメータでは難しかった多素子化による大幅 な検出効率の増加を実現し、広いダイナミックレンジ(数keV ~ 数100keV) をカバーする。図11右に、J-PARC E62で使用するパルスチューブ断熱消磁 冷凍機[37]とNIST 製の240 ピクセル TES 配列[38]の写真を示す。4µm 厚 ビスマス吸収体によりX線エネルギーを熱に変換し、Mo/Cu 二層薄膜で構 成された TES 素子により微少な熱変化を高精度で測定する。吸収体の有効面 積は、1素子当たり320 µm × 305 µm、現時点でも240素子で約23 mm²を 誇り、更なる多素子化計画も進行中である。従来の検出器に比べると小さい が、静止K中間子実験のための大強度低運動量K中間子ビーム(K1.1BR)と の組み合わせにより、従来とは一線を画したK中間子原子実験を推進する。



図 11: TES 型マイクロカロリメータ X 線分光器の測定原理 (左図)、及び、冷 凍機・X 線検出用 TES 素子・時分割型 SQUID 多重読み出し配列の写真 (右図)

図12は、TES 検出器を用いた K 中間子原子実験のセットアップ図である。 K1.1BR ビームラインから引き出された低速 (700~900 MeV/c) の負電荷 K 中間子ビームを標的に静止させ、生成された K 中間子原子からの X 線エネル ギーを TES システムにて測定する。エネルギー較正には、X 線発生装置を用 い、純金属箔から放出される特性 X 線を用いる。K 中間子 X 線測定中も、常 にエネルギー較正用 X 線を照射し測定することで、*in-situ* による高精度なエ ネルギー較正を実現する。ハドロンビーム環境下における本 TES システムの 性能は、ポールシェラー研究所 (PSI) の π ビームラインにおける π 原子 X 線 分光実験において確認されている [39]。

上述の様に、K 中間子原子データの精度が不十分であるため、未だ K⁻-原 子核間の強い相互作用ポテンシャルの深さに関する決定的な情報が得られて いない。本計画では、K 中間子原子核束縛状態の数が核種に依存しているこ とから、ポテンシャルの違いに敏感な核種に対して、最先端の高分解能 X 線 分光器 TES を用い、系統的な K 中間子原子 X 線分光実験を行う。これによ り、K⁻-原子核間ポテンシャルに関する決定的な情報を得ると共に、低エネ ルギー QCD の理解を目指す。

その他、本ビームラインでは、低収量故に困難であった K 中間子原子 X 線 分光 (e.g., K^--d , K^- -He 2p-1s)、最新二測定における約 5 σ 不一致が問題と なっている荷電 K 中間子質量の世界最高精度測定、静止 K^- 反応から生成さ れた Σ^- を用いた Σ 原子 X 線分光、 K^- 原子核探査実験など、静止 K^- 反応 を用いた様々な物理実験も展開する。


図 12: TES 型マイクロカロリメータ X 線分光器を用いた K 中間子原子実験 のセットアップ図

7 大強度高分解能(HIHR)ビームライン

大強度高分解能ビームライン(High Intensity and High Resolution beam line: HIHR)は2GeV/c以下の運動量をもつ荷電パイ中間子を従来よりも100 倍以上の強度でかつ10倍優れた運動量分解能で供給するビームラインである。 J-PARCの拡張されたハドロンホールにこのビームラインを設置して、これ までより一桁高い分解能によるハイパー核分光研究を展開する。

7.1 実験の展望

第4章で触れた重い中性子星の安定性問題は現在の原子核物理学における 重要課題であり、HIHR ビームラインで遂行する実験により解明を目指す。こ の問題の詳細に関しては Appendix で詳説する。

7.1.1 精密ハイパー核分光

HIHR とスペクトロメータを用いて、運動量分散整合分光法を用いた (π , K^+) 反応による精密ハイパー核分光研究が展開できる。図 13(左)は過去に KEK で測定された 89 Y スペクトルである [40]。この実験により Λ 単一粒子エネル ギー準位測定技術が (π^+ , K^+)反応で確立し、 Λ が原子核深部においても単一 のバリオンとしての性質をほぼ保持していることが証明された。しかし、狭い ピークの近傍にある幅の広い状態は芯核の励起状態に Λ が結合した状態に対 応しており、分解能の制限がある従来の手法では分離して観測することが難 しい。一方、図 13(右)は HIHR ビームラインにおいて 90 Zr(π^+ , K^+)反応 を用いた実験を遂行した場合に得られるハイパー核励起スペクトルをシミュ レートしたものである。HIHR ビームラインを導入することにより分解能が 一桁近く向上し、基底状態から高励起状態まで幅の狭いピークとしてはっき りと観測が可能になる。

 Λ ハイパー核の精密核分光研究については、東北大学のグループが中心と なって JLab の電子ビームを用いた ($e, e'K^+$)反応による実験が進行中である。 こちらも数 100keV 程度の高分解能による実験を行う。(π^+, K^+)反応が核中 の中性子を Λ に変えるのに対して、($e, e'K^+$)反応は核中の陽子を Λ に変える ので、同じ標的を用いても生成されるのは異なる同重ハイパー核になり、そ れぞれのエネルギー準位を詳細に比較することによりアイソスピン多重項の 研究が可能になる。電子ビームを用いる際は、水素標的に対して ($e, e'K^+$)反応 応を測定することで、スペクトロメータのエネルギーを直接校正できること は利点である。($e, e'K^+$)反応は高いビーム電流を利用できるが、(π^+, K^+)反応 は3桁程度高い反応断面積を持ち、単位時間あたりのハイパー核収量とい う観点からはほぼ同程度が期待できる。重い標的核を用いると大量の電子に



図 13: (左)KEK(E369 実験) で観測された ⁸⁹Y(π⁺, K⁺) スペクトル [40]。 (右) HIHR で観測が期待される ⁹⁰Zr(π⁺, K⁺) スペクトル (シミュレーション)。

よる背景雑音が問題となる $(e, e'K^+)$ 反応に比べて、信号雑音比の良い実験が 可能である HIHR における (π^+, K^+) 分光は重いハイパー核の系統的研究に はより適している。いくつか特定のハイパー核についてエネルギー絶対校正 を電子ビームを用いて行い、その他のハイパー核を系統的かつ広い質量数領 域において HIHR で大規模に展開することで双方の研究手法の得意とする部 分を活かすことが可能である。以上のように、JLab での実験と J-PARC での 実験は相補的であり、重い Λ ハイパー核分光を双方で展開することにより重 い中性子星の安定性問題に取り組む。

7.1.2 中性子過剰ハイパー核分光

これまでにたくさんの Λ ハイパー核が研究されてきたが、そのほとんどは ターゲットの制約から陽子と中性子の数がほぼ等しいハイパー核に限られて きた。一方、中性子が過剰になっているハイパー核では、次のような興味深 いテーマにチャレンジすることができる。

- ΛN-ΣN 混合を通して、ΛNN 三体力がハイパー核の構造に大きく影響している可能性がある。特に、中性子過剰ハイパー核では複数の中性子から Λn-Σ⁻p 混合を引き起こす振幅がコヒーレントに足しあわされる(コヒーレント ΛN-ΣN 混合 [41])ため、ΛNN 三体力が強く利くことが期待される。
- ハイペロンを含まない、通常の中性子過剰核に対してもフィードバック をかけられる。例えば、中性子ハローを持つような原子核にΛを加え れば、中性子の束縛エネルギーを人為的に変えることができるので、そ

の構造を調べることで中性子ハローの生成メカニズムに迫ることができる。

中性子星は巨大な中性子過剰ハイパー核であるから、中性子星を理解するために中性子過剰ハイパー核の研究は必須である。

実験的には、中性子過剰ハイパー核は電荷を2つ変える反応(Double Charge Exchange, DCX, (π^-, K^+)反応など)によって作られるが、これらの反応の断 面積は対応する電荷を変えない反応((π^+, K^+)反応など)に比べて 10⁻³ 程度 しかなく、HIHR によって初めて得られる大強度ビームが必要である。HIHR では毎スピル 10⁸ 個を超える高強度ビームが得られるため、10 nb/sr 程度 [42] の小さな断面積でも、1 日あたり 10 個以上の収量が期待でき、十分に実験を 遂行できる。

具体的な実験としては、まず束縛状態が1つしかないと予想され、実験が比 較的簡単な ${}^{9}_{\Lambda}$ He から始め、その(Λ の)束縛エネルギーが同重核である ${}^{9}_{\Lambda}$ Be とどう違うかを比較することで、コヒーレント ΛN-ΣN 結合の効果を見る。 その後いろいろな中性子過剰のハイパー核の分光を行い、束縛エネルギーが ハイパー核の質量数と中性子過剰度(またはアイソスピン)によってどのよ うに変わるかを系統的に測定する。系統性が得られれば、逆にそこからのず れを見ることで特異な構造を持つハイパー核について調べることもできるよ うになる。例えば、(Λを含まない)通常の中性子過剰核においては、中性子 ハローなどの特異な構造が現れることが知られているが、それに Λ を加えて、 中性子の束縛エネルギーを変えることでこの構造がどう変わるかを見るのが 面白い。そのような例が¹²Beである。そのコア核である¹¹Beは中性子ハロー を持ち、その基底状態のスピンパリティーはシェルモデルの予言する1/2-で なく1/2+という特異な値を持つことで有名であるが、Λを加えることで基底 状態のパリティーが – に戻る、という理論的予言がある [43]。これを調べる ためには、高強度ビームによる高統計だけでなく、数百 keV の差しかない複 数の状態を分離して角度分布を測定するために高分解能が必須であり、HIHR によって初めて実験が可能になるものである。

7.1.3 核媒質中における擬スカラー中間子の性質変化に関する研究

真空から有限密度ないし有限密度の媒質に移るとカイラル対称性が部分的 に回復すると考えられており、それに伴いハドロンの性質が真空中と比べて 変化することが期待される。すでに GSI や RIBF における深束縛 π 中間子 原子の系統的研究を通じて、π 中間子・原子核間の荷電ベクトル散乱長が真 空中における値と比べて変化していることが分かっている。π 中間子原子は 負電荷の π 中間子が原子核に主に電磁相互作用によって束縛された系である。 π中間子と原子核の間に働く強い相互作用は斥力的であるが、引力的な電磁相互作用とうまく相殺することによって、π中間子は原子核の表面付近に局在することができる。その結果、原子核飽和密度におけるカイラル凝縮の大きさは真空中に比べて30%程度減少していて、カイラル対称性は実際に部分的に回復していることが実験的に示されている。このことに象徴されるように、ハドロンをプローブとして、ハドロンが入っている容れ物すなわち真空と有限密度核媒質の相違点を明らかにしていくことは、QCDの相図全体の理解に向けた第一歩となる。

一方で、他の擬スカラー中間子、特に中性電荷の η 中間子や η' 中間子も、 有限密度で性質が変化すると考えられており、それに起因して中間子と原子 核の間に強い相互作用が働くことになる。もし引力的であれば中間子-原子核 の束縛状態 (中間子原子核) が存在する可能性があり、中間子原子核の質量や 崩壊巾,崩壊様式などの詳細な研究により、有限密度における中間子の性質の 変化を紐解くことにつながる。いずれの中間子原子核も SPring-8、COSY、 ELSA、GSI、MAMI で探索実験が継続して行われている。今日 π 中間子ビー ムによる研究が遂行可能なのは J-PARC に限られ、生成断面積の小さな中間 子原子核を効率的に生成し詳細な解析を行うためには、二次粒子を1つ1つ 運動量解析する必要のある既存のビームラインではなく分散整合を実現する ことによって大強度の二次ビームを利用できる HIHR ビームラインが理想的 である。

η 中間子原子核

N(1535) 共鳴状態は ηN チャネルと強く結合していることから、 η 中間 子と原子核の間に働く相互作用は、有限密度中における N(1535) の質量の変 化に敏感である。カイラル有効模型のうち、カイラルユニタリ模型において N(1535) は主に $K\Sigma$ の散乱によって作られる状態であり、有限密度において N(1535) の質量は大きく変化しない。それに対しカイラルダブレット模型では、 核子と N(1535) はパリティパートナーであり、カイラル対称性が完全に回復 した極限では両者は縮退すると考える。そのため有限密度において、N(1535)と核子の質量差は減少するということになる。このような 2 つの異なる模型 は、 η 中間子原子核の生成スペクトルに大きな違いをもたらす。論文 [44] で は、(π , N) 反応における生成スペクトルについて計算がなされている。

HIHR ビームラインでは (π^+, p) 反応の測定を行う。生成した η 中間子が無反跳条件を満たすときに η 中間子原子核の断面積が大きくなることから、ビームの運動量は約 0.8–1.0 GeV/c が望ましい。また、N(1520) 生成などの背景事象が多く存在することが予想されるため、 η 中間子原子核の崩壊粒子 (陽子と π^- 中間子の対, 2 陽子対など)を標的を取り囲む大立体角検出器群を用いて検出する。

η中間子原子核の探索実験としては、WASA-at-COSY実験における重陽子-

重陽子衝突反応 $(d+d \rightarrow {}^{4}\text{He}-\eta)$ [45] やMAMI における光生成反応 $(\gamma+{}^{3}\text{He}\rightarrow \eta+{}^{3}\text{He},\pi^{0}+p+X)$ [46] などが存在する。また、COSY-GEM 実験は、 $(p,{}^{3}\text{He})$ 反応を用いて中間子原子核 ${}^{25}\text{Mg}-\eta$ を観測したと報告している [47]。そのうち、 $(p,{}^{3}\text{He})$ 反応はビーム運動量 1.7 GeV/c で無反跳条件を満たすため、HIHR ビームラインにおいても測定をすることは可能であると考えられる。

η' 中間子原子核

 η' 中間子は、同じ九重項に属する他の擬スカラー中間子と比べて異常に大きな質量を持っており、カイラル対称性が回復すると大きな質量変化が予想される。この η' 中間子の大きな質量は、 $U_A(1)$ 量子異常とカイラル対称性の破れの相乗効果によるものと考えられ、 η' 中間子を原子核中で質量分光する事により、有限密度媒質中でのカイラル対称性と $U_A(1)$ 量子異常について、これまでの理論研究と比較されるべき観測データを得られる。

有限密度媒質中での η' 中間子の質量については、これまで多くの理論的な 予想がなされている。特に NJL 模型を用いた計算では、原子核飽和密度中 で 150 MeV/ c^2 程度の質量減少が予想されている。このような大きな質量減 少は、 η' -原子核に引力的な相互作用が働く事を意味しており束縛状態、 η' 中 間子原子核の存在を強く示唆する。論文 [48] では、 η' -原子核の相互作用とし て、引力と吸収の強度をパラメータとして、(π, N) 反応における質量分光ス ペクトルについて計算がなされている。

HIHR ビームラインでは、 η 中間子原子核の場合と同じく、(π^+, p)反応の 測定を行う。 η' 中間子の場合、質量が大きいため無反跳条件は存在しないが、 運動量移行、素過程の断面積、運動学的因子等を考慮して、ビームの運動量 は 1.5–1.8 GeV/c が望ましい。包括的な分光測定において 問題となる背景事 象の多くは、複数の π 中間子生成に起因する。 η' 中間子原子核の崩壊粒子の うち、二核子吸収事象に特有な高エネルギー陽子 ($\eta' pN \rightarrow pN$)を標的を取り 囲む大立体角検出器群を用いて検出することで、 η' 中間子原子核生成を標識 し、背景事象を抑制する。

 η' 中間子原子核の探索実験としては、GSI/FAIR における (p,d) 反応や、 ELSA や LEPS2 における光生成反応 $(\gamma + {}^{12}C \rightarrow \eta' + {}^{11}B + p)$ を用いたも のが存在する。また、CB-ELSA 実験は η' –原子核相互作用についての制限を 与えている。 π 中間子ビームを用いた HIHR での実験は、これらとは異なる アプローチを与える。

7.2 ビームライン

HIHR は、実験標的上でビームの運動量と位置に強い相関を持たせたイオン光学を実現する。このビームラインに、相当する分解能を持つスペクトロメータを組み合わせ、運動量分散整合技術(後述)を用いることで、高い分解



図 14: 大強度高運動量ビームライン(HIHR)の配置図。

能によるΛハイパー核におけるΛ粒子の束縛エネルギーが測定できる。この 技術を使えば、ビームの運動量を直接測定して分析する必要がないので、分 解能に影響を与えるビームライン上の検出器物質を排除することができる。 ビームを計数しないので、ビーム検出器の応答限界からくるビーム強度の制 限(上限)がない。まさに、大強度ビーム施設のポテンシャルを余すところ なく活用する方法の1つといえる。

HIHR のレイアウトを図 14に示す。HIHR は、光学的役割の異なる4つの 区間に分けることができる。上流から、1) 二次粒子取り出し区間、2) 粒子弁 別区間、3) 無分散収束区間、および4) 分散収束区間、である。HIHR のビー ムエンベロープを図 15 に示す。二次粒子取り出し区間は、文字通り、一次標 的で生成された二次粒子を集めて HIHR へ輸送する区間である。HIHR の最 大運動量は 2GeV/c、取り出しの角度は6度である。これは K1.8 ビームライ ンと同じなので、HIHR の取り出し区間は基本的に K1.8 ビームラインと同じ 設計が使える。取り出された二次ビームは、K1.8 と同様に、鉛直方向に収束 され、中間像 (IF)を結ぶ。ここに中間像スリットを設置して標的からの二次 粒子の像を定義する。IF 点以降は粒子弁別区間となる。この区間には静電セ パレータが設置される。静電セパレータの電場は鉛直方向にかけられていて、 通過する二次粒子は、その質量に応じた角度だけ軌道を曲げられる。その後 再び縦方向に収束させると、粒子の質量に応じて異なった位置に収束するの で、ここにマススリット (MS1)を設置して粒子を弁別する。MS1の先は無分 散収束区間となる。いくつかの収束電磁石と1つの偏向電磁石を通して、無



図 15: HIHR のビームエンベロープ。一次のオーダーまでの運動量分散整合 光学をとっている。

分散光学を実現し、水平・鉛直両方向とも収束させる(無分散収束点)。ここ にスリットおいてビームの像を再定義する。ビームサイズは運動量分解能に 影響を与える。最後の区間は、大型の偏向電磁石といくつかの収束電磁石で 実験標的上に最大で分散 -10 [cm/%] と像倍率 0.5 のイオン光学特性を実現す る。このとき、3つの六極電磁石で2次の光学収差を消去する。

図 16 に 50kW 相当の一次陽子が白金 60mm 長の標的に照射されたときに 期待されるビーム強度を示す。加速周期 6 秒あたり、1.2GeV/c の π^+ につい て 2.8×10^8 個の大強度が期待される。

7.2.1 運動量分散整合分光法

HIHR に組み合わせるスペクトロメータの構成は上流から順に QSQDMD となる。ここで、D、Q、S および M はそれぞれ偏向電磁石、収束電磁石、六 極電磁石、およびマルチポール電磁石である。この組み合わせで運動量分散 整合イオン光学技術 [49] を用いることで、ビームを測定することなく、Λハ イパー核の励起エネルギースペクトルが測定できる。その仕組みの概念図を 図 17 (右) に示す。運動量分散整合のための光学的条件を以下に示す。

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{16} \\ s_{21} & s_{22} & s_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T & 0 & 0 \\ 0 & \theta/\theta_1 + 1 & 0 \\ 0 & 0 & (K\theta + DQ)/\delta_0 + C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{16} \\ b_{21} & b_{22} & b_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix},$$
(1)

$$\theta_1 = b_{21}x_0 + b_{22}\theta_0 + b_{26}\delta_0, \tag{2}$$



図 16: 30 GeV、50 kW の一次陽子ビームが、白金 60mm 厚の一次標的に照 射された場合に期待されるビーム強度を運動量の関数として示す。加速周期 を 6 秒としたときの強度に対応する。取り出し角度は 6 度、ビームラインの 長さ及びアクセプタンスはそれぞれ 58 m および 1.4 mr·%とした。見積もり には Sanford-Wang の式を用いた。



図 17: 運動量と位置の相関を持ったビームの概念図 (左) and 運動量分散整合 光学の概念図 (右)。

$$K = (\partial p_{scat} / \partial \theta) (1/p_{scat}), \qquad (3)$$

$$C = (\partial p_{scat} / \partial p_{beam})(p_{beam} / p_{scat}), \qquad (4)$$

$$D = (\partial p_{scat} / \partial Q)(1/p_{scat}).$$
(5)

ここで、T、 θ 、およびQは、それぞれ、ビーム方向と標的面の法線のなす角 の余弦、散乱角、および励起エネルギーである。あるQについて、 $K \geq C$ は 散乱角 θ に対する散乱運動量 (p_{scat})の変化量およびビーム運動量 (p_{beam})に対 する散乱運動量 p_{scat} の変化量を表す。DはQに対する散乱運動量 p_{scat} の変 化量を表す。以上の式から、最終焦点面での位置 (x_f) は次のように書ける。

$$x_f = (\partial x_f / \partial x_0) x_0 + (\partial x_f / \partial \theta_0) \theta_0 + (\partial x_f / \partial \delta_0) \delta_0 + (\partial x_f / \partial \theta) \theta + s_{16} DQ.$$
(6)

整合条件は次のとおりである。

$$(\partial x_f / \partial x_0) = s_{11} b_{11} T + s_{12} b_{21} \to \text{minimize}, \tag{7}$$

$$(\partial x_f / \partial \theta_0) = s_{11} b_{12} T + s_{12} b_{22} \to 0, \tag{8}$$

$$(\partial x_f / \partial \delta_0) = s_{11} b_{16} T + s_{12} b_{26} + s_{16} C \to 0,$$
 (9)

$$(\partial x_f / \partial \theta) = s_{12} + s_{16} K \to 0.$$
⁽¹⁰⁾

与えられた反応の運動学と標的面の角度から整合条件を満たすように収束電 磁石を調整する。ビーム側の調整パラメータは6つ、散乱側は3つである。散 乱角が0度の場合、調整パラメータはビーム側が3つに減る。整合条件が満 たされているとき、励起エネルギーQによる x_f のシフトは、式6の最後の 項 $s_{16}DQ$ によって与えられる。Qに比例して焦点位置がシフトすることがわ かる。このとき、一次のオーダーでのエネルギー分解能は $(\partial x_f/\partial x_0)x_0$.で与 えられる。分解能が一次標的でのビームサイズに依存していることがわかる。

8 K10 ビームライン

K10ビームラインは、静電セパレータを用いた分離により、最大 10 GeV/c までの高運動量の K 中間子、パイ中間子、反陽子を供給するビームラインで ある。このラインでは、様々なフレーバーを持つクォークをハドロンや原子 核に持ち込み、系統的に真空、および媒質中でのハドロンの素性を研究する。 具体的に推進する研究テーマとして、

- 1. マルチストレンジバリオン (S=-2, -3) のスペクトロスコピーによる「有 効自由度」の新展開
- heavy-light メソンにおける軽いクォークと反クォーク自由度の分離と カイラルダイナミクスによる媒質変化

を行う。

8.1 実験の展望

K10ビームラインでは、ハドロンを記述する「新しい有効自由度」を明確 化すること、また、核物質中においてその「新しい有効自由度」がどのよう に振る舞い変化するのかを通じてハドロン質量の起源、さらに QCD 真空の構 造そのものであるカイラル対称性の自発的な破れの実験的検証を目指す。ス トレンジクォークやチャームクォークを用いることで QCD におけるエネル ギースケールを変化させ、多様なハドロンの閾値の変化、ヘビークオーク対 称性による新たなハドロン内部自由度の出現、マルチストレンジネスという "不純物"による QCD 真空の構造変化、などを通じ、アップクォークやダウ ンクォークだけでは分離できなかった有効な自由度(クオーク、ダイクオーク やハドロン分子など)を分離することが可能となる。

8.1.1 マルチストレンジバリオン(S=-2,-3)の研究

一般にストレンジネスを含まないバリオン共鳴は、質量が重くなると多くの バリオン共鳴が反応に寄与するため(特に2GeV/c²以上の質量では)、個々 のバリオン共鳴の性質を引き出すことは非常に困難である。一方、ストレン ジクォークやチャームクオークが1つもしくは複数入ったバリオン共鳴では、 終状態の粒子が限定されるため共鳴状態の寿命が長くなり、個々のバリオン 共鳴の識別がしやすくなることが期待される。従って、マルチフレーバーを 持ち込んだバリオンのスペクトロスコピーはハドロン内部"準粒子構造"を 探求するユニークかつ重要な研究課題と言える。

その第一世代の実験として、重いクオークを一つ含むバリオンのスペクト ロスコピーから、バリオン中の2つの軽いクオークが強い相関を持ち準粒子 として振る舞う"ダイクオーク"構造の確立を目指した研究が実施されよう としている(J-PARC E50 実験)。

K10 ビームラインでは、ハドロン構造に関するマルチストレンジバリオン 方向への拡張を目指す。ストレンジクオークを"重い"クオークであると解 釈した場合、マルチストレンジバリオンは E50 では見ることができない重い クオーク2つのバリオン状態と言える。この状態を丹念に研究することはク オーク・ダイクオークによるハドロンの記述の正当性を再確認するために実 行すべき研究課題である。

現在まで、ストレンジネスS = -2のバリオンについては、Ξバリオン の基底状態 Ξ^0 、 Ξ^- 、 Ξ^+ と、第一励起状態である $\Xi(1535)$ の2種類のみが確 立している [50]。それ以外の励起状態は兆候はあるが、未だ確定されていな い。また、Ξバリオン励起状態のなかにペンタクォーク候補が存在する可能 性もある。[51, 52] Ξバリオン励起状態を研究する最も有効な手法として、高 運動量 K^- メソンビームを用いたスペクトロスコピーが考えられる。生成断 面積が小さいストレンジネス S = -2のバリオンを生成する必要があるため、 J-PARC 等での大強度ビームが必要である。必要な K メソンの運動量として は、4 GeV/c 以上、生成可能なΞ バリオンの質量として 2.5 GeV/ c^2 以上が 目標となる。

ストレンジネスS = -3のバリオンについては、 Ω バリオンの基底状態以外 は観測されていない。どのような励起状態が存在するのかは興味深い課題であ る。 Ω バリオンの生成方法としては、 K^- メソンビームを使う ($K^-, K^+K^+\pi^-$) 反応を用いる方法や、反陽子ビームを使った反陽子・陽子消滅反応での Ω 、 $\overline{\Omega}$ 対生成を用いる方法が考えられる。そのためには 4 – 10 GeV/cの K^- メソン ビームもしくは 6 GeV/c 以上の反陽子ビームが必要である。

8.1.2 原子核物質中のチャームハドロンの研究

核物質中のカイラル対称性の自発的破れの部分的な回復をチャームハドロ ンを通して新しい視点から検証する。具体的には、原子核中でのDメソンあ るいは Dメソンの質量の増減の測定 (u, d ク π -クのカイラル対称性の破 れの部分的回復)をあげることができる。核物質中において軽いク π -クと チャームク π -クの役割の本質的な違いは次の点である。 π 、 ρ 、 ω のような 軽いク π -ク(q=u,d,s)を含むハドロンは両方とも軽いク π -ク-反ク π -クのペア (\bar{q} -q)である。したがって、 \bar{q} -qメソンは、核物質における不純 物効果として核内部のク π -ク(q)のみならず QCD 真空中の反ク π -ク(\bar{q}) とも複雑に絡み合っている。一方、重いク π -ク(Q=c,b)は QCD 真空の ダイナミクスに影響されにくい。例えば、 $\bar{Q}q$ メソンの核物質中の不純物効果 として、重い ρ π - ρ (\bar{Q})の変化を無視して軽い ρ π - ρ (q)のダイナミク スの変化のみを見ることができる。 真空中では $\bar{Q}q$ メソンと $Q\bar{q}$ メソンはお互いに反粒子なので両者の性質は電荷を除いて同じである。しかし、核物質中では有限バリオン密度のために両者の性質は大きく異なる。 $\bar{Q}q$ メソンはクォーク(q)を含むので核物質のフェルミ球の物理に密接に関係し、さらに $Q\bar{q}$ メソンは反クォーク (\bar{q}) を含むのでQCD真空の物理にも深く関係すると予想される。すなわち、核物質中での $\bar{Q}q$ メソンと $Q\bar{q}$ メソン(例えば、チャームクオークセクターの場合はD中間子一反D中間子)の核物質との相互作用の違いから真空、特にカイラル対称性の自発的破れに関する研究を行う。

8.2 ビームライン

K10でのプロジェクトを達成するために必要な性能を以下に示す。

8.2.1 マルチストレンジバリオン励起状態(S=-2, -3)の測定

Ξバリオン (S=-2) 励起探索の過程としては $p(K^-, K^+)$ 反応や $p(K^-, K^{*+})$ 反応を考えることができる。さて、三の場合、1.5 GeV/c² 以上の質量を持つバリオンの存在は確立していない。K10 では、すでに確定している Ξ(1530) から 質量 3.0 GeV/c² までのΞバリオンの探索を目指す。上述の過程で 3 GeV/c² のバリオンを作るためには、最低 6 GeV/c の K⁻ ビームが必要である。

 Ξ バリオン励起状態の K⁻ を使った生成反応断面積は 1 μ b 前後と予想され ている。これは、4 g/cm² の水素標的、10⁶/spill の K⁻ beam を使うことが できれば、30 日間のデーター収集期間で 10⁵ 程度の Ξ バリオン励起状態を検 出可能である。この測定により得られる統計量は、Ξ バリオン励起状態に関 する量子状態の決定が可能である。

ー方、 Ω バリオン (S=-3) 励起生成に最適な過程として $p(K^-, K^+K^+\pi^-)$ 反応をあげることができる。 Ω に関しては、確定しているものは第一励起状態のみであり、従ってまだ不明な点も多い。 Ω バリオンの測定に関しては、6 GeV/c の K^- ビームを使った場合、最大 2.5 GeV/c² の Ω 励起状態の測定が可能である。この運動量を 8 GeV/c にあげることで 3.0 GeV/c² までのバリオン励起状態の測定が視野に入ってくる。ビーム強度、予測収量に関しては、 Ξ バリオン同様、 10^6 /spill の K⁻ beam、30 日間のデータ収集で 10^5 程度の Ω バリオン生成、測定が可能である。この統計量は Ω 励起状態の確定に十分な統計量である。

8.2.2 原子核中での D 中間子 - 反 D 中間子生成反応実験

原子核中での D 中間子の測定にもっとも興味深い反応は DD 生成閾値近傍 での反陽子-陽子消滅反応である。反陽子-原子核反応では、反陽子はほぼ 原子核表面で吸収されてしまう。従って、反応で D 中間子 – 反 D 中間子対が 生成された後、原子核中を確実に通過し、核外に出てくる。理論的な予想に よると、核物質中での核物質 – 反 D 中間子相互作用の影響で、核物質中では D 中間子の質量が軽くなる [53]。このことにより、 $\bar{p} - A$ 反応での $D\bar{D}$ 生成 閾値が $\bar{p} - p$ に比べ 低くなると予想されている。理論的な予想によれば、生 成閾値近傍での $\bar{p} - A$ 反応における $D\bar{D}$ 生成断面積が $\bar{p} - p$ 反応に比べ 10 倍 以上増大すると言われている。この増大量から、 \bar{D} -核物質間相互作用を導き 出す。

測定としては終状態の $D\bar{D}$ の崩壊粒子すべて捉える。例えば、 $D^0\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-K^-\pi^+$ や $D^+D^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^+K^+\pi^-\pi^-$ などである。その後、検出した二次粒子から $D\bar{D}$ を再構成し、ミッシングマスで"残核陽子"を選んでくる。これによりで原子核中で $\bar{p} - p \rightarrow D\bar{D}$ 反応が確実に起こったことを保障する。

 $\bar{p} - p \, {\rm ar{C}}$ 応における $\bar{D}D$ の生成閾値は入射反陽子の運動量で 6.4 GeV/c で ある。生成断面積は 閾値から急激に増加し、~6.6 GeV/c で最大値となるこ とが理論的に予想されている。従って、本研究を達成するために必要な反陽 子のビーム運動量は、生成閾値を与える 6.4 GeV/c から最大生成断面積を与 える 6.6 GeV/c を十分に超える領域をカバーする必要がある。

8.2.3 ビームラインの性能

以上のような要求を満たすビームラインとして、運動量 2 ~ 10 GeV/c の 粒子分離された荷電二次ビームを供給する K10 ビームラインを建設する。二 次ビームの粒子分離については、静電セパレータと RF セパレータの 2 つの 方式が計画されている。静電セパレータ方式は 4 ~ 6 GeV/c 程度まで適用 可能であり、それより高い運動量領域では RF セパレータ方式が適している。 ビームラインのフロントエンド部を両方式で同じ設計にすることにより、高 放射化エリアにアクセスすることなく両方式を切り替えることが可能である。

生成標的近傍のレイアウトを図 18 に示す。K10 ビームラインの 2 次ビーム は、第 2 標的ステーション (T2) で生成され、1 次ビームラインより南側へ取 り出される。反対側には K1.1 ビームラインが設置される。2 次ビームの生成 角は 3 度と、既存の K1.8 及び K1.1 ビームラインの 6 度より小さい。これは、 Sanford と Wang の経験式によると、10 GeV/cの K⁻ や反陽子の 3 度での 生成断面積が 6 度でのそれよりも約 5 倍大きいからである。上流の電磁石は、 1 次ビームラインや K1.1 ビームラインの電磁石と干渉しないよう、注意深く 設計する必要がある。

静電セパレータ方式図 19 に静電セパレータ方式の K10 ビームライン全体 のレイアウトを、図 20 に TRANSPORT で計算したビームエンベロープを示



図 18: 生成標的近傍の K10 ビームラインのレイアウト。





図 20: 静電セパレータ方式の K10 ビームラインのビームエンベロープ。上が 鉛直方向、下が水平方向のエンベロープで、破線は水平方向の分散を示す。

	$4~{\rm GeV}/c~K^-$	$4~{\rm GeV}/c~\bar{p}$	6 GeV/c \bar{p}
アクセプタンス [msr-%]	0.33	1.2	0.55
ビーム強度 [/spill]	$1.7 imes 10^6$	$1.6 imes 10^7$	$7.8 imes 10^6$
ビーム純度 $(K^-: \pi^- \text{ or } \bar{p}: \pi^-)$	1.1:1	81:1	1:3.4

表 2: 静電セパレータ方式の K10 ビームラインの予想ビーム強度と純度。生 成標的でのビームロスは 25 kW、スピルサイクルは 5.52 秒を仮定し、生成微 分断面積は Sanford と Wang の経験式から計算した。崩壊ミューオンやいわ ゆる "cloud-π" は計算に含まれていない。

す。ビームライン全長は 82.8 m である。静電セパレータ方式では、二次ビー ムは3台の静電セパレータによって分離される。各静電セパレータは、有効 長9m、電極間距離 10 cm で、75 kV/cm の静電場を発生させる。セパレー タによって曲げられたビーム軌道は、静電セパレータの上下流及び間に置か れた CM1~CM4 という4台の双極電磁石によって補正され、特定の質量を 持った二次粒子だけが下流のスリット MS を通過する。

ビームラインは大きくフロントエンド部、粒子分離部、運動量分析部の3つ のパートから成る。フロントエンド部は、生成標的で生成された二次ビームを 一次ビームラインから取り出す部分である。取り出された二次ビームは、K⁰ 崩壊や標的以外での反応等からの π を抑制するため、中間像スリット (IF) で垂直方向にフォーカスされる。これより下流において、粒子分離方式を切 り替える等の光学設計がしやすいように、IF でほぼ achromatic (R₁₆ ~ 0、 R₂₆ ~ 0) になるよう調整している。粒子分離部では、合計 27 m という長い 静電セパレータにビームを通すために、水平方向、垂直方向ともに平行なビー ムを作り、その後 MS で垂直方向にフォーカスさせる。最後に、選別された 二次ビームは、ビームスペクトロメータで運動量分析され、水平方向、垂直 方向ともに実験標的にフォーカスされる。また、ビームラインの途中に 2 箇 所水平方向にフォーカスされる点が設けられ、そこに置かれるスリット HF1、 HF2 は、二次ビームの運動量幅を決定するほか、ビームの純度向上にも貢献 する。

DecayTURTLEを使ってビームシミュレーションを行った結果を表2に示 す。生成標的でのビームロスは25 kWを想定し、二次粒子の生成微分断面積 はSanfordとWangの式から計算した。

RF セパレータ方式 RF 空洞を用いた粒子分離にはいくつかの方法がある が、K10 ビームラインでは、高運動量の DC ビームにも適用可能な複空洞法 を採用する。その原理を説明する模式図を図 21 に示す。この方法では、2 台 の空洞 (RF1、RF2) を設置して、それらの間の輸送行列が "-*I*" になるよう



図 21: RF 空洞を用いた粒子分離の原理。

に光学を設定する。この時、2台の空洞の横方向 RF の振幅を同じにすると、 ビームがそれらから受けるキック D は、

$$D = -A\sin(\omega t) + A\sin(\omega t + \Delta\phi)$$
(11)

$$= 2A\sin\frac{\Delta\phi}{2}\cos\left(\omega t + \frac{\Delta\phi}{2}\right) \tag{12}$$

となる。ここで、A は RF の振幅、 ωt は RF1 における位相、 $\Delta \phi$ は RF1 と RF2 との間の位相差であり、最初の行のマイナス符号は空洞間の"-I"の光 学による。ある不要な粒子 (π) に対して RF2 の位相が RF1 と同じになるよ うに設定すると、その粒子は、どの位相で RF1 を通過しても RF2 でキックが キャンセルされ、下流のビーム中心に置かれたストッパーに吸収される。一 方それとは異なる質量、すなわち異なる速度を持つ粒子 (K^- もしくは \bar{p}) は、 RF2 での位相が

$$\Delta \phi_w^u = \frac{2\pi f L}{c} \left(\frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_u} \right) \tag{13}$$

$$\sim \frac{\pi f L}{c} \frac{m_w^2 - m_u^2}{p^2 c^2} \tag{14}$$

だけ異なるので、RF1 での位相に応じて最大 $2A \sin \frac{\Delta \phi_w^u}{2}$ のキックを受けて ビームが広がり、ストッパーの外側を通り抜ける。ここで、f は RF 周波数、 L は 2 台の空洞間の距離、p は運動量、 β_w 、 β_u はそれぞれ欲しい (wanted)、 不要な (unwanted) 粒子の速度、 m_w 、 m_u はそれらの質量である。例として、 不要な粒子として π^- を想定し、f = 2.857 GHz、L = 16.8 m と設定した時 の、 $|\sin \frac{\Delta \phi_w^u}{2}|$ の運動量依存性をプロットした結果が図 22 である。

$$\Delta \phi_w^u = 2n\pi \ (n = 1, 2, 3, ...) \tag{15}$$



図 22: π^- に対する K^- (赤線) と \bar{p} (青線) の $|\sin \frac{\Delta \phi_u^u}{2}|$ の運動量依存性。



図 23: RF セパレータ方式の K10 ビームラインのレイアウト。

となる運動量の時は欲しい粒子もキックがキャンセルされ、一方

$$\Delta \phi_w^u = (2n-1)\pi \ (n=1,2,3,...) \tag{16}$$

となる運動量でキックが極大となる。このように、RF セパレータ方式による 粒子分離は適用可能な運動量領域が離散的であるため、目的とする運動量に 合わせて *f* と *L* を適切に決定する必要がある。

図 23 に RF セパレータ方式の K10 ビームライン全体のレイアウトを、図 24 に TRANSPORT で計算したビームエンベロープを示す。ビームライン全長 は 80.8 m で、静電セパレータ方式とほぼ同じである。2 台の RF 空洞の RF 周波数は 2.857 GHz、強度は 6 MV/m、有効長は 2.25 m とし、空洞間の距 離は 16.8 m である。

標的から IF までのフロントエンド部は、静電セパレータ方式とまったく同 じである。粒子分離部では、RF 空洞で平行でかつ幅の狭いビームが得られる よう調整し、前述のとおり RF 空洞間の輸送行列を"-*I*"とする。空洞で受け たキックによるストッパーでの位置の広がりが元のビーム幅より十分大きく なり、かつ、ストッパーの後でビームが広がり過ぎないように、空洞からス トッパーまでの輸送行列の対角成分を小さく (*R*₃₃ ~ 0、*R*₄₄ ~ 0) して、非対 角成分の大きさを調整している。ストッパーを回避した二次ビームは、ビー



図 24: RF セパレータ方式の K10 ビームラインのビームエンベロープ。上が 鉛直方向、下が水平方向のエンベロープで、破線は水平方向の分散を示す。

ムスペクトロメータで運動量分析された後、水平方向、垂直方向ともに実験 標的にフォーカスされる。

DecayTURTLEを使ってビームシミュレーションを行った結果を表3に示 す。前節と同じく、生成標的でのビームロスは25 kW を想定した。

8.3 スペクトロメータ

検出器に課せられている要請をまとめると以下の通りとなる。

- 1. マルチストレンジバリオン研究も charm in nucleus もどちらも、ミッシ ングマス法により、バリオン励起状態および原子核中で $\bar{p}p \rightarrow D\bar{D}$ 反応 を同定する必要がある。従って、ミッシングマス測定に直接影響を及ぼ すビームラインスペクトロメータの運動量分解能性能は $\Delta p/p\sim0.1\%$ 程度必要である。
- 2. K10 で行う実験において鍵となるのは終状態 K 中間子を効率良く同定 することである。これによりデータサンプルの S/N を飛躍的に向上さ せることができる。また、崩壊粒子が多粒子となるため、崩壊粒子飛 跡検出器は大立体角が必要がある。また、運動量分解能に関しては、D

	アクセプタンス	ビーム強度	$\pi^-:K^-:\bar{p}$
	$(K^{-}/\bar{p}) \; [msr-\%]$	(K^-/\bar{p}) [/spill]	
6 GeV/c	0.50 / 0.14	6.9×10^6 / 2.1×10^5	2.3:1:0.31
$7~{ m GeV}/c$	$0.50 \ / \ 0.51$	7.6×10^6 / 6.4×10^6	1.7:1:0.84
$10 \ { m GeV}/c$	0.24 / 0.42	2.5×10^6 / 1.9×10^6	3.3:1:0.79

表 3: RF セパレータ方式の K10 ビームラインの予想ビーム強度と純度。生成 標的でのビームロスは 25 kW、スピルサイクルは 5.52 秒を仮定し、生成微分 断面積は Sanford と Wang の経験式から計算した。崩壊ミューオンやいわゆ る "cloud-π" は計算に含まれていない。

中間子を崩壊粒子から再構成して同定する必要があるため、最低でも1 GeV/cの粒子に対して1%以下を実現する必要がある。

ここでは K10 で実施する物理プログラムの一つである \overline{DD} 生成閾値近傍で の $\overline{pp} \rightarrow \overline{DD}$ 反応の測定について考察する。この測定では、 \overline{DD} の崩壊粒子 である $\pi^+\pi^-K^+K^-$ を全て捕まえる必要がある。予想される反応断面積は非 常に小さい (~ 100 nb[56]) ため、できるだけ大立体角のスペクトロメータが 必要不可欠である。まず、終状態である $\pi^+\pi^-K^+K^-$ の放出角分布を確認す る。結果を図 25 として示す。方位角方向 5 度から 90 度までを覆うようなス ペクトロメータを建設すると、生成される \overline{DD} ペアーのうち 83%を取得でき ることが確認できる。ここでは、建設するスペクトロメータとして極角方向 は 5 度から 90 度を、方位角は 2 π を覆うような設計を考える。このようなア クセプタンスを持つスペクトロメータとして、図 26 に示すような大型ソレノ イド電磁石をベースとした検出器群を考える。

固定標的実験であるため、生成粒子は前方方向にブーストされる。したがっ て、標的をできるだけソレノイド電磁石入り口付近に設置することが大立体角 確保のために必要不可欠な要素となる。標的周りに配置する検出器としては、 最内層飛跡検出器。その外側に飛行時間測定装置。そして最外層に電磁カロ リーメータを配置することを計画する。ここで飛跡検出器としてはCylindrical Drift Chamber を、また飛行時間測定装置としてはシンチレーター+光電子 増倍管読み出しのような標準的な検出器構成、もしくは LEPS2 実験で使用予 定の resistive plate chamber をベースとしたものを想定している。

電磁カロリーメータとしては DAFNE/KLOE で使用されている [55] ような シンチレーションファイバーと鉛のサンプリングカロリーメータを検討してい る。このタイプのカロリーメータは光子、電子のみならず中性子検出器として も使用可能であることが報告されている。また、前方方向 (5° < θ < 15°) はプラナードリフトチェンバーを複数台設置した構造の飛跡検出器群、その 後ろに粒子識別用の飛行時間測定装置を配置する。





図 25: 陽子ー反陽子消滅反応で生成さ れる *DD* 中間子ペアの崩壊粒子である π 中間子と K 中間子の実験室系での放 出角分布。

図 26: K10 に設置する検出器概念図

このスペクトロメータを使い、液体水素標的を用いた $\bar{p}p \rightarrow \bar{D}D$ 反応がど のように識別できるかについて確認する。ここでは中性 D 中間子ペア(崩壊 モードとして $\bar{D}^0 D^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$) に注目する。この素過程の生成断面積 は~100 nb であると理論的に予想されている [56]。さて、この測定のメインの バックグラウンドは反陽子一陽子反応から直接 $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ を生成するチャ ンネルである。この反応の生成断面積は過去のデータより $\bar{D}D$ 生成閾値近傍 (反陽子運動量 6.6 GeV/c の衝突) では~42 μ b であることが予想できる。

K10 で利用可能な反陽子のビーム強度を 3×10^7 /pulse、使用する液体水素 標的の長さを 25 cm とした時、生成される $\overline{D^0}D^0$ の収量は、 $D^0 \to K\pi$ の崩 壊比を考慮すると 100 日間のデータ収集で 3,300 事象となる。図 27 として バックグラウンドを含めた再構成された D 中間子不変質量分布を示す。この 結果は、D 中間子を S/N 10%のレベルで同定できることを示している。また、 $\overline{pp} \to \overline{DD}$ 反応断面積決定に関する統計精度は ~5%程度となる。

8.4 国内、国外先行実験

バリオンスペクトロスコピーの分野では近年、KEKB/BELLE, BELLE2, CERN-LHCb といったコライダー実験から多くの新発見がなされ、ハドロン 物理における大きな成果を上げている。これらの実験では、終状態を仮定し、 想定した崩壊粒子の不変質量分布からエキゾチックハドロンを同定するとい うものである。J-PARC において行う実験は、終状態を特定せず、ミッシン グマス法で広い範囲を探索できるという意味で、発見のポテンシャルは高い と言える。



図 27: $\bar{p}p \rightarrow \bar{D}D$ 反応断面積を 100nb と仮定した時、100 日間のデータ収集 で予想される再構成された D^0 中間子の不変質量分布。

一方で、先行 E50 実験と K10 で実施するハドロン物理の実験の関係性とし て、バリオンスペクトロスコピーにおいては、E50 実験は高運動量 π 中間子 を使うことでチャームドバリオンに特化し、大強度 K 中間子ビームが使用可 能な K10 での実験においてはストレンジネスセクターの物理を重点的に行っ ていくこととなる。また一方で、核物質中での D 中間子相互作用研究におい ては、大強度反陽子ビームが使用可能な K10 ビームラインで唯一実験可能な 研究課題と言える。すなわち、E50 実験と K10 実験の双方で実験を推進する ことで、ハドロン物理の根幹である、ハドロン内部有効自由度の探求、およ び有限密度中でのハドロンの2つの課題をチャームクオーク、およびストレ ンジクオークを使って解決する事が可能となる。

また、反陽子ビームに関しては、現在ドイツにおいて、重イオン加速器 (SIS100) および反陽子実験施設(FAIR) が建設中である。特に FAIR で は反陽子ストレージリングを建設し、反陽子運動量 2 GeV/c から 15 GeV/c までの内部標的を用いた固定標的実験 PANDA が計画されている。現在の公 式発表での PANDA 実験の開始時期は 2023 年以降で、そのための検出器建 設が進んでいる。PANDA では、ストレージリングでビームを何回も繰り返 し使えることから来るメリットである高いルミノシティーを背景にチャーム クォークを含むメソン、特に J/φ をはじめとするチャーモニウムの精密測 定、グルーオンのみを構成子として持つ新種の粒子や、マルチクォーク状態 の探索などを通し、クォーク間に働く力、さらにはその閉じ込めの機構に迫 る測定が予定されている。また、内部標的として原子核を使い D メソンなど チャームクォークを含むメソンを使い、チャームメソンと原子核の相互作用 から原子核内でのカイラル対称性部分的な回復現象の測定も計画されている。 すなわち、J-PARC で狙っている物理課題のオーバーラップは大きい事は事 実である。しかしながら、J-PARC ではチャームクオークを軸にしたバリオ ンスペクトロスコピー実験が、日本国内の理論研究者との強力な連携により すでに走り出し、"フレーバーフロンティアのハドロン物理"の基盤が整いつ つある。従って、1日も早く J-PARC 拡張により K10 ビームラインを建設し、 核物質中でのチャームメソン研究をスタートさせる事で、J-PARC を世界に 先がけた"フレーバーフロンティアのハドロン物理"を推進する研究母体に 押し上げる事になると考える。

9 新 KL ビームライン

新しい KL ビームラインでは、中性 K 中間子 K_L の稀な崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の分岐比の精密測定を行う。

9.1 目指す物理

 $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ は CP 対称性の破れによって数百億回に一度起こる崩壊で、K 中間子のなかのストレンジクォークがダウンクォークに遷移するダイアグラ ム (図 28) に複素位相が入ることで生じる。素粒子の標準模型では小林益 川行列の要素 $|V_{td}|$ の複素成分 η がそれにあたり、予想される崩壊分岐比は $(3.0 \pm 0.3) \times 10^{-11}$ である [57]。不定性(10%)は B 中間子の実験で決める べき小林益川行列のパラメータ($|V_{ub}$ 、 $|V_{cb}|$ 、 γ)に起因し、純理論的な不定 性(2.5%)は小さい [58]。電弱相互作用の高次の効果やハドロン間の相互作 用の影響がここまで良く理解されている中間子の崩壊モードは他には無い。



図 28: 素粒子標準模型での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊のダイアグラム。

 $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は超対称性理論などの新しい粒子の寄与に敏感である。 LHC で新粒子が発見された場合にはそのフレーバー混合の効果を K 中間子や B 中間子の崩壊を用いて測ることになり、新粒子が発見されない場合にはよ り高いエネルギースケール(~ 50TeV、距離にして~4×10⁻²¹m)の物理を 稀崩壊を通して探索して行くことになる [59]。新しい物理によって、荷電 K 中間子 K^+ の稀崩壊 $K^+ \to \pi^+ \nu \bar{\nu}$ と合わせて、分岐比が標準模型の予想から どれだけ違うかを 図 29 に示す。

 $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊の実験では同時に、 $K_L \to \pi^0 X^0$ (X^0 は相互作用をしない新しい中性のボゾン)という二体崩壊も探索していることになる。中性パイ中間子の質量に近い領域(116 < M_{X^0} < 152 MeV/ c^2)の X^0 に対する制限が K^+ 崩壊の実験からは充分に与えられていないことが最近指摘されている [62]。

9.2 位置づけ

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊はこれまで観測されたことが無く、KEKPS で 2004~2005 年に行われた E391a 実験 [63] で得られた分岐比の上限値は 2.6 × 10⁻⁸ であ



図 29: K 中間子稀崩壊分岐比が、標準模型の予想(*SM*)と新しい物理の様々 なモデル(*MFV、CMFV、MSSM、LHT、*331-Z'、4-Gen.) でどれだけ 違うかを示す図 [60, 61]。

る。J-PARC ハドロン実験施設ではいま、 $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊の初めての観測を 目指す E14 KOTO 実験(日本、米国、台湾、韓国、ロシアによる国際共同実 験で、国内からは KEK、阪大、京大、佐賀大、山形大、防大が参加) [61, 64] が進められている。現時点で $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊の実験は他には無い。

2009 年度に、現在のハドロン実験施設のホール内に KOTO 実験のための KL ビームラインを建設した(図 30)。T1 標的で生成された中性粒子を 16 度 方向に取り出す、全長 21m のビームラインである。2010 年度から、震災を挟 んで、2012 年度までホール内の KL 実験エリアで KOTO 実験の測定器を建設 した(図 31)。測定器では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊の終状態の π^0 がさらに崩壊し て生じたガンマ線二つを下流のカロリメータで測定する。更に、真空にひい た崩壊領域をガンマ線や荷電粒子の検出器で囲んで密閉し、他に粒子が出な かったことを示す。(そのため、それらの検出器を"veto 検出器"とも呼ぶ。) 2013 年 1 月からエンジニアリングランとコミッショニングを開始し、5 月に 最初の物理ランを実施した。五日間のデータで E391a 実験と同程度の感度を 達成している [65]。2015 年 4 月 24 日にハドロン実験施設の利用運転が再開 し、KOTO 実験も物理データの収集を再開した。

ハドロン実験施設の拡張計画における新しいビームラインと実験は KOTO 実験の延長線上にあり(そのためこの実験計画を KOTO 実験の Step2 と呼ぶ 事もある)、崩壊の初めての観測を超えて崩壊分岐比の精密測定を目指すもの である。



図 30: 現在のハドロン実験施設のホール内にある、KOTO 実験のための中性 ビームラインのレイアウト(左)と建設中の写真(右)。



図 31: 現在のハドロン実験施設のホール内にある、KOTO 実験の測定器の概 略図(左)と写真(右)。

9.3 ビームライン

現在の KL ビームラインは、一次ビームライン室の遮蔽の制約のために取り 出し角度が従来よりも大きく、K 中間子強度が充分ではない。K 中間子数を 増やすために、新しい中性ビームラインでは取り出し角度を小さくする(16 度→5 度)。中性子の数も増えるが、中性子と K 中間子の数の比は最小(30.) になっている。

中性ビームのスペクトルが高い運動量にシフトし(K中間子の平均運動量 は1.5 GeV/c→5.2 GeV/c)ビーム中のラムダ粒子の崩壊がバックグラウンド となりうるので、ビームラインを長くして測定器より上流で崩壊させる。レ イアウトとして、拡張されたホールの下流のT3標的で生成される中性粒子を 取り出し、ビームダンプの後方51.6 mから始まる実験エリアに導く(図 32)。 ビームラインの下流部はビームダンプの中に設置されるので、その周囲に鉄 を用いた新たな遮蔽を行う。実験エリアは、拡張されたホールから突き出た 形で地中に設置される。



図 32: T3 標的から5 度方向に取り出す新しい中性ビームラインと実験エリアの平面図。

9.4 測定装置

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊のための測定器のコンセプトは、図 31(左)の概略図と共通で、前方のカロリメータで π^0 からのガンマ線二つを測定し、崩壊領域を囲む veto 検出器でバックグラウンドを除去する。新しい実験では、 3×10^{13} の感度を達成して標準模型の予想する信号を 100 イベント観測する(分岐比を 10%の精度で測定する)ことを目指す。そのために、KOTO 実験よりも崩壊

領域が長く(2 m→11 m)カロリメータの直径も大きい(2 m→3 m)大型の 測定器を建設して $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊に対するアクセプタンスを増やす。KOTO 実験よりも K 中間子の平均運動量が高く、崩壊で生じるガンマ線などの二次 粒子のエネルギーも高くなるため、測定器のエネルギー分解能・時間分解能 も向上しバックグラウンド除去にも有利になる。

9.5 国際競争

ヨーロッパの CERN では、荷電 K 中間子の $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \overline{\nu}$ 崩壊の分岐比を 測定する NA62 実験が進められており、2015 年度から物理データの収集を開 始する。NA62 実験の後、2018 年以降に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の実験に参入する計画 がある [66]。

米国では、新しい K 中間子崩壊実験の計画は無い。

10 テストビームライン

現在の KL 実験エリアの跡地を利用して、テストビームライン π 5.0 を建設する。現 KL ビームラインの上流部は放射化によりアクセスできないことを想定して、ビームラインはそのまま残し、実験エリアにのみ新たに電磁石を配置する。図 33 に π 5.0 ビームラインのレイアウトを示す。最大運動量は5 GeV/c で、粒子分離の機能は持たない。全長は 39.3 m である。2 台の Q 磁石に加えて 2 台の偏向磁石を偏向方向が互いに逆になるように (S 字になるように) 配置することにより、ビームを実験標的に分散無しでフォーカスする。ビーム量や運動量幅を調節し、エリアの放射線量を下げるため、2 台の偏向磁石の間に水平スリット MS を設置する。スリット幅 10 mm の時のアクセプタンスは 0.014 mrad· $\%\Delta p/p$ であり、これから運動量毎に π^- の強度を計算すると表4のようになる。



図 33: テストビームライン π5.0 のレイアウト。

1 GeV/c	$8.7 imes 10^5$
$2~{\rm GeV}/c$	6.4×10^5
$3~{ m GeV}/c$	$3.0 imes 10^5$
$4 \ {\rm GeV}/c$	1.1×10^5
5 GeV/c	$3.6 imes 10^4$

表 4: $\pi 5.0$ ビームラインの予想 π^- ビーム強度。生成標的でのビームロスは 25 kW、スピルサイクルは 5.52 秒を仮定し、生成微分断面積は Sanford と Wang の経験式から計算した。

11 施設

11.1 建屋と1次ビームライン

拡張されたハドロン実験ホールと付属建屋の計画図面を図34に示す。実験 ホールは、南北方向の幅はそのままに、東西方向に105 m 拡張される。これ までホール外に置かれていたビームダンプ室はホール内に収まるが、その下 流に新 KL 実験エリアがホールから飛び出す形で設けられる。この新 KL 実験 エリアが収まるように、管理区域は東西方向に135 m 拡張される。1次ビー ムラインも同じく延長され、新たに2つの二次粒子生成標的(T2、T3)が設 置される。T2には K1.1 と K10、T3には HIHR と新 KL の各二次ビームラ インが建設される。ホール拡張部の南北に1箇所ずつ入退域のための汚染検 査室を設けるほか、北側には第2搬入口を設ける。付属建屋としては、新た に建設されるビームラインと実験装置のための受電設備を設けた第2電源棟、 それらの冷却水循環設備を設ける第4、第5機械棟、SKSやトロイダル等の 超電導磁石のための第2圧縮機棟が、ホールに隣接して建てられる。第5機 械棟には、1次ビームラインの延長分と実験ホールの拡張分の空調設備も設け られる。管理区域の外に共同利用棟(仮)を建設し、そこに各実験の計数室を 設ける。また、管理区域の拡張に伴い、入出管理棟も移設する。



図 34: 拡張されたハドロン実験ホールと付属建屋の計画図面。

各標的の近傍は放射線遮蔽のために厚い床コンクリートが必要であるため、 T2標的は、すでにそれだけの床コンクリートのある現ビームダンプの位置に 置かれる。従って、T1~T2間の距離は 50 m となる。その間を 2 組の三重 Q 磁石を使って point-to-point のビーム輸送を行うことがホール建設当初から 計画されており、その内 1 組目の三重 Q 磁石は既に設置されている。T2 から T3 までもそれと同じ光学で結ぶため、T2~3間距離も 50m となる。1 次ビー ムラインには、これらの Q 磁石以外に軌道調整のためのステアリング電磁石 やコリメータが置かれる。

11.2 設備

11.2.1 クレーン

拡張された実験ホールにおけるクレーン作業を効率化するため、天井クレー ンを1基増設する。定格荷重は、既存天井クレーンと同じで主巻40トン、補 巻20トンであるが、既存天井クレーンに付いていた定格荷重20トンのホイ ストは設けない(ホイストは下流側のクレーンリーチを広げるために設けら れたものなので、新規天井クレーンを既存天井クレーンの上流側に設置する ことで、新規ホイストが不要になる)。走行レールは既存のものをそのまま延 長し、2基の天井クレーンの走行範囲は特に限定しない。ただし、2基がすぐ 近くで同時にそれぞれ40トンの荷重を吊り上げるとホール建屋への負荷が過 剰になってしまうので、それを防ぐための近接防止インターロックが必要で ある。

11.2.2 電力

施設拡張部のための受電設備をハドロン第2電源棟に設置する。容量は実験 装置用として 17.5 MW、施設設備用として4 MW である。さらに、50 GeV 特高変電所に、送電のための盤を増設する必要がある。

11.2.3 空調

実験ホール拡張部を1時間に1回換気するために、既存の7.4万m³/h 排気 設備に加えて、新たに14万m³/h 排気設備を設置する。除塩フィルタ付きの 吸気ファンはホール内に設置されるが、排気ファンや排気フィルタはハドロ ン第5機械棟に設置される。また、1次ビームライン室の拡張部の空調のため に、1.5万m³/h 循環給排気設備をハドロン第5機械棟に設置する。

流量 (l/min)	圧力 (MPa)	主な対象機器
2400	1	拡張部の電源
8000	2	ホール北東部 (K1.1、K1.1BR、HIHR)
6000	2	ホール南東部 (K10、新 KL)
2700	2	1次ビームライン室拡張部
	流量 (l/min) 2400 8000 6000 2700	 流量 (l/min) 圧力 (MPa) 2400 1 8000 2 6000 2 2700 2

表 5: 新設する冷却水系統のスペックと主な対象機器。

11.2.4 冷却水

既存の PW1~5系統には基本的に変更を加えず、新たに施設拡張部を賄う 分として PW6~9系統を新設する。各系統のスペック、主な対象機器を表5 に まとめた。 PW6、7系統はハドロン第4機械棟、PW8、9系統はハドロン第 5機械棟にそれぞれ設置される。ハドロン第5機械棟にはさらに、DP タンク 50 m³ × 3 基が設置される。これらは、施設拡張部からの排水を処理するほ か、隣接する南実験棟における COMET 実験 Phase2 からの排水を希釈する ことにも使用可能である。

A 精密原子核分光と重い中性子星の安定性問題

従来、ハドロン-核子間相互作用に関する知見は散乱データが制限されて いるため、主に束縛系のエネルギー準位、つまりハイパー核分光から得られ てきた。冒頭で述べたように、2010年以降に2例観測された約2倍の太陽質 量を持つ中性子星 [67, 68] の存在は、高密度中性子物質に対するこれまでの 「理解」を覆した。ハイパー核分光研究から判明している核媒質中でのΛの束 縛エネルギーの知見から、核密度の2~3倍で中性子のフェルミエネルギー がΛとの質量差を超えるので、中性子星の中心部でΛなどハイペロンが混在 するのは極めて自然である。現状のバリオン間相互作用モデルは太陽質量の 2倍という重い中性子星を支えることはできない。つまり、ハイペロンが混在 高密度核物質は少なくとも2倍の太陽質量の中性子星を支えられほど「固い」 状態方程式を与えるものであるか、あるいは、ハイペロンが中性子星の中に 発生しない理由を自然に説明しなければならない。いずれにせよ従来の枠組 みで議論されるバリオン間相互作用を超えたシナリオが必要である。

ハイペロンを含んだ「固い」状態方程式を与えるシナリオとして、ある程 度の高密度になるとバリオンを単一粒子として扱うことができずクォーク物 質に移行する [69] などの様々なモデルがあり得るが、これまでのところ、ハ イペロンを含むバリオン間相互作用において、高密度でとくに重要になる多 体斥力を導入するもの [70] が有力である。多体斥力の効果が高密度において 重要な働きをする、ということはハイペロンセクターに限らず、¹⁶O –¹⁶O と いった通常原子核の衝突実験の散乱断面積が大散乱角領域で従来のバリオン 間相互作用だけでは説明できない、という事実から既に知られている。いず れにせよ、提案されているシナリオの実験による検証をとおして、これまで 解明が進んでいない高密度核物質の性質に光をあてることができる。ハイペ ロンの振る舞いが謎を解く鍵になるので、ハイパー核研究の推進が必要不可 欠となる。図 35(左)に、通常核子の散乱データやこれまでのハイパー核分 光実験に基づき作られた精密バリオン間相互作用模型に多体斥力を導入した 場合の中性子星の半径と最大質量の関係を示す。この関係は、いわゆるハイ ペロンを含むバリオン物質の状態方程式によって与えられる。状態方程式は、 温度と密度についてバリオン間相互作用によって規定される。図で ESC とラ ベルされているものは、これまで構築されたバリオン間相互作用模型のみを 用いた計算であり、MPa は、ESC に低密度で効く三体力(TBF)と高密度で 効く多体斥力 (3BRF, 4BRF) を導入したものである。ESC では、中性子星の 質量が大きくなると、半径(密度)がより小さくなる(増える)傾向を示し、 2倍の太陽質量に達する前につぶれてブラックホールになる。一方、MPaは、 中性子星質量の増大に対して高密度で効く多体斥力によって密度を安定化さ せる機構が働いて、2倍の太陽質量を超える質量まで支えることが可能であ る。図 35(右)は、これらのバリオン間力を用いて Λ ハイパー核の質量(Λ



図 35: (左) 中性子星の半径と最大質量の関係。(右) 核内 Λ のエネルギー準位 の質量数依存性。 $s_{\Lambda}, p_{\Lambda}, \dots$ は Λ の単一粒子軌道を表す。図の出典元はいずれ も [70]。

粒子の束縛エネルギー)がどうなるかについて、質量依存性を実験データと ともに示したグラフである。軽い核ではどちらも実験データを再現している ようにみえるが、重い原子核へ行くほどその差が大きくなっていく。ESC は 実験データをやや過小評価する傾向にあり、通常原子核における Λ 粒子の束 縛エネルギーを再現するには三体力の寄与が必要であることを明確に示して いる。このように、高密度で重要になる多体斥力が通常の原子核密度領域に おいて Λ の束縛エネルギーに及ぼす影響はわずかである。これの影響につい て検証するためには、現状の実験データの測定精度を数倍から一桁よい分解 能に向上させる必要がある。

参考文献

- [1] "The Nobel Prize in Physics 2008 Advanced Information". Nobelprize.org. Nobel Media AB 2014. Web. 19 Apr 2016.
 http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/advanced.html
- [2] "The Nobel Prize in Physics 2013 Advanced Information". *Nobelprize.org.* Nobel Media AB 2014. Web. 17 Apr 2016.
 http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/advanced.html
- M. M. Nagels *et al.*, Phys. Rev. D **15** (1977) 2547; D **20** (1979) 1633;
 P. M. Maessen *et al.*, Phys. Rev. C **40** (1989) 2226; Th. A. Rijken *et al.*, Nucl. Phys. A **547** (1992) 245c.
- [4] Y. Fujiwara, C. Nakamoto, Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. 94 (1995) 214; 94 (1995) 353; Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2242; Phys. Rev. C 54 (1996) 2180.
- [5] J. K. Ahn, et al., Nucl. Phys. A 648, 263(1999); Y. Kondo et al., Nucl.
 Phys. A 676, 371 (2000); J. K. Ahn, et al., Nucl. Phys. A 761, 41 (2005)
- [6] T. Kadowaki et al., Eur. Phys. J. A 15, 295
- [7] K. Miwa *et al.*, J-PARC Proposal E40, "Measurement of the cross sections of Σp scatterings" (2011).
- [8] D. J. Millener, Nucl. Phys. A 754, 48c (2005)
- [9] 鵜養美冬, 田村裕和, 日本物理学会誌 67 巻 1 号 (2012), and references there in
- [10] T. O. Yamamoto et al., Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 222501.
- [11] H. Tamura et al., J-PARC Proposal E13" Gamma-ray spectroscopy of light hypernuclei"
- [12] K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. 86, 1982(2000)
- [13] S. Ajimura et al., Phys. Rev. Lett. 86, 4255(2001); H. Kohri, et al., Phys. Rev. C 77, 054315
- [14] M. Bedjidian, et al, Phys. Lett. **83B** (1979) 252.
- [15] B. H. Kang et al., Phys. Rev. Lett. 96, 062301(2006)

- [16] M. J. Kim et al., Phys. Lett. B 641, 28(2006)
- [17] T. Maruta et al., Eur. Phys. J. A 33, 255 (2007)
- [18] S. Ajimura et al., Phys. Rev. Lett. 84, 4052 (2000)
- [19] S. Okada et al., Phys. Lett. B 597, 249 (2004)
- [20] T. Nagae et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1995) 1605.
- [21] H. Outa et al., Prog. Theor. Phys. Suppl. **117** (1994) 177.
- [22] T. Harada et al., Nucl. Phys. A **507** (1990) 715.
- [23] J. Mares et al., Nucl. Phys. A 594 (1995) 311.
- [24] H. Noumi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 072301;
 P. K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044613.
- [25] T. Takeuchi et al., Nucl. Phys. A 481 (1988) 639.
- [26] J.J. Sakurai, Phys. Rev. 109, 980 (1958); R. Garisto and G. Kane, Phys. Rev. D44, 2038 (1991).
- [27] M. Abe et al., Phys. Rev. D73, 072005 (2006).
- [28] J-PARC E06 proposal, http://trek.kek.jp.
- [29] M. Fabbrichesi and F. Vissani, Phys. Rev. D55, 5334 (1997); I.Bigi, talk in CERN WS "Flavour in the era of the LHC", March 2007, http://mlm.home.cern.ch/mlm/FlavLHC.html.
- [30] C.J. Batty, E. Friedman, A. Gal, Phys. Reports 287 (1997) 385.
- [31] M. Iwasaki, et al.: Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3067; T. M. Ito, et al.: Phys. Rev. C 58 (1998) 2366.
- [32] G. Beer, et al. (DEAR Collaboration): Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 212302.
- [33] M. Bazzi, et al. (SIDDHARTA Collaboration), Phys. Lett. B 704 (2011) 113; Nucl. Phys. A 881 (2012) 88.
- [34] R.S. Hayano, et al., Proposal for J-PARC 30-GeV Proton Synchrotron, Precision spectroscopy of kaonic atom X-rays with TES, J-PARC E62 (J-PARC E17 updated proposal), 2015. http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/Proposal_e.html.
- [35] K.D. Irwin and G.C. Hilton, "Transition-Edge Sensors", C. Enss (ed.), Cryogenic Particle Detection, Topics in Applied Physics, vol. 99, Springer, 2005.
- [36] J.N. Ullom and D.A. Bennett, Superconductor Science and Technology 28 (2015) 084003.
- [37] High Precision Devices (HPD), Inc., Cryostat Model 102 Denali, http://www.hpd-online.com.
- [38] J.N. Ullom *et al.*, Synchrotron Radiation News 27 (2014) 24.
- [39] H. Tatsuno, et al., J Low Temp Phys (2016), doi:10.1007/s10909-016-1491-2
- [40] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. **C64**, 044302(2001).
- [41] Y. Akaishi et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 3539-3541.
- [42] P.K. Saha, et al., KEK-PS-E521 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 052502.
- [43] H. Homma, M. Isaka, and M. Kimura, Phys. Rev. C91 (2015) 014314.
- [44] H. Nagahiro, D. Jido, and S. Hirenzaki, Phys.Rev. C 80 (2009) 025205.
- [45] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration), Phys. Rev. C 87 (2013) 035204.
- [46] F. Pheron *et al.*, Phys. Lett. **B 709** (2012) 21.
- [47] A. Budzanowsk et al., Phys. Rev. C 79 (2009) 012201(R).
- [48] H. Nagahiro *et al.*, Phys. Lett. **B 709** (2012) 87.
- [49] Y. Fujita *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **B126**, 274(1997).
- [50] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C 38, 090001 (2014)
- [51] T. Sekihara, Prog. Theor. Exp. Phys. 091D01(2015)
- [52] D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov, Z. Phys. A 359, 305 (1997).
- [53] A. Sibirtsev et al. Eur. Phys. J. A 6, 351, (1999)
- [54] N. Tomida *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **A766** 283, (2014)

- [55] M. Adinolfia *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. A **494** 326, (2002)
- [56] J. Haidenbauer and G. Krein, Phys. Rev. D 61, 114022 (2015)
- [57] A.J. Buras et al., arXiv:1503.02693.
- [58] J. Brod *et al.*, Phys. Rev. **D 83**, 034030 (2011).
- [59] A.J. Buras *et al.*, JHEP **11** (2014) 121.
- [60] F. Mescia and C. Smith, $K \to \pi \nu \nu$ decay in the Standard Model, http://www.lnf.infn.it/wg/vus/content/Krare.html
- [61] T.T. Komatsubara, Prog. Part. Nucl. Phys. 67 (2012) 995.
- [62] K. Fuyuto et al., Phys. Rev. Lett. 114, 171802 (2015).
- [63] J.K. Ahn et al. (E391a Collaboration), Phys. Rev. D 81, 072004 (2010).
- [64] T. Yamanaka (for the KOTO Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 02B006 (2012).
- [65] K. Shiomi (for the KOTO Collaboration), arXiv:1411.4250.
- [66] F. Teubert, "Flavour and Symmetries; Experiment Results", presented at the Open Symposium of European Strategy Preparatory Group (2012).
- [67] P. B. Demorest *et al.*, Nature **467**, 1081(2010).
- [68] J. Antoniadis et al., Science **340**, 6131(2013).
- [69] K. Masuda, T. Hatsuda, and T. Takahashi, Astrophys. J. 764, 12(2013).
- [70] Y. Yamamoto, private communication, September 2015; M. Isaka, Y. Yamamoto, and Th. A. Rejiken, to be published.