第 60 回定例仁科記念講演会

冷却原子を用いた量子シミュレーション

京都大学教授
高橋　義朗

クォーク物理学の展開

名古屋大学名誉教授
三田　一郎

2014 年 11 月

第 60 回定例仁科講演会が 2014 年 11 月に仁科記念財団、名古屋大学理学研究科、名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構主催、日本アイソトープ協会後援で下記の通り開催された。この仁科記念財団冊子 NKZ-56 はその講演録である。

2015 年 10 月　仁科記念財団

第 60 回定例仁科記念講演会

日時：　2014 年 11 月 20 日（木）17：00 ～ 19：00

場所：　名古屋大学 理学部南館 坂田・平田ホール

講師：　高橋 義朗　京都大学教授

「冷却原子を用いた量子シミュレーション」

三田 一郎　名古屋大学名誉教授

「クォーク物理学の展開」

主催：　仁科記念財団

名古屋大学理学研究科

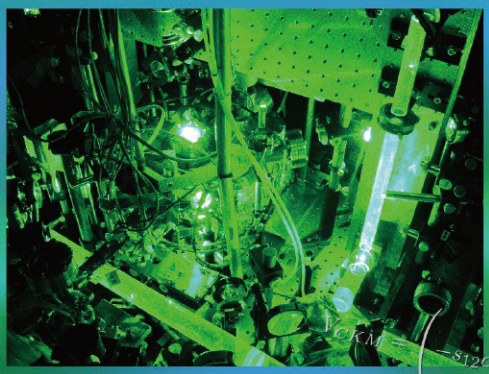
名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構

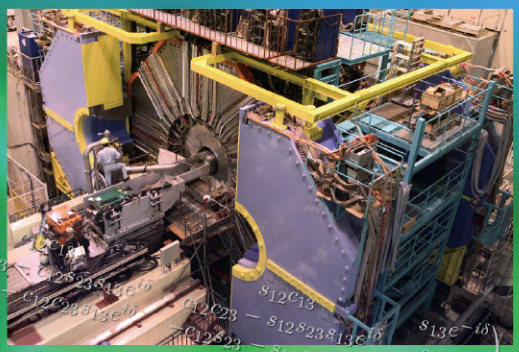
後援：　日本アイソトープ協会

NKZ-56
第 60 回定例仁科記念講演会
© 2015 Nishina Memorial Foundation

仁科記念講演会

主催　仁科記念財団
　　名古屋大学理学研究科
　　名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構
後援　日本アイソトープ協会





挨拶

小林 誠　仁科記念財団理事長
篠原 久典　名古屋大学理学研究科長
益川 敏英　名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構長

講演

冷却原子を用いた量子シミュレーション

高橋 義朗　京都大学教授

クォーク物理学の展開

三田 一郎　名古屋大学名誉教授

2014年11月20日(木) 17:00-19:00
名古屋大学 理学部南館 坂田・平田ホール
名古屋市営地下鉄名城線「名古屋大学」 2番出口より東へ徒歩3分
http://www.nagoya-u.ac.jp/access-map/
問い合わせ先：野尻 (nojiri@phys.nagoya-u.ac.jp)

名古屋大学

KMI
Kobayashi-Maskawa Institute for the Origin of Particle and the Universe

仁科記念財団理事長
小林　誠

名古屋大学理学研究科長
篠原 久典

名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構長
益川 敏英

京都大学教授
高橋 義朗

名古屋大学名誉教授
三田 一郎

（司会） 皆さんこんにちは。それではただ今より、仁科記念財団、名古屋大学理学研究科、そして名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構主催、日本アイソトープ協会後援によります、仁科記念講演会を開催したいと思います。

私は名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構現象解析研究センター長の飯島です。本日は司会を務めさせていただきます。どうぞよろしくお願いします。

ではご講演に先立ちまして、仁科記念財団理事長の小林誠先生、名古屋大学理学研究科長の篠原久典先生、名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構長の益川敏英先生よりご挨拶いただきます。

開会の挨拶

小林 誠（仁科記念財団理事長）

篠原 久典（名古屋大学理学研究科長）

益川 敏英（名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構長）

（司会） まず小林誠先生からこの講演会の趣旨等についてご挨拶いただきます。よろしくお願いします。

（小林） ご紹介いただきました小林でございます。本日は仁科記念講演会にお集まりいただきまして大変ありがとうございます。既にご紹介がありましたように、この講演会は名古屋大学理学研究科、名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構、仁科記念財団の三者の主催で開催しております。会場の準備などにご尽力いただきました皆様に御礼申し上げます。また仁科記念財団は日頃から日本アイソトープ協会に大変お世話になっておりまして、この講演会につきましても協会の後援をいただいておりますが、併せて御礼を申し上げます。

12 月 6 日が仁科芳雄先生の誕生日であります。それで例年この時期に講演会の開催とか仁科記念賞の授賞式を行っております。授賞式の方は東京で行いますが、講演会につきましては、場所を決めないで、各地の大学に会場をお借りして開催するというのが最近のスタイルであります。

仁科先生は 1920 年代にヨーロッパに留学され、ニールス･ボーアの元で研究されました。ちょうど量子力学が誕生するころ、その中心地におられたわけであります。帰国後、理研に仁科研究室を主宰されて日本における原子物理学研究の礎を築かれました。仁科研究室には多くの研究者が集まったわけでありますけれども、名古屋大学の物理教室の創設期か

らのメンバーでいらっしゃる有山兼孝、坂田昌一、関戸弥太郎といった諸先生方も、この理研の仁科研究室に所属しておられたわけでありまして、物理教室とは少なからぬ縁があると言えると思います。私がここで学生であった頃に先程の3先生はまだご在職で、教えを受けたわけでありまして、私にとってはこれが仁科先生との学問上のつながりということになるわけであります。

ここでちょっと話が変わりますけれども、仁科記念財団の新しい事業について一言ご紹介といいますか宣伝をさせていただきたいと思います。財団では毎年、仁科記念賞を差し上げておりまして、本年も2件3名の方に差し上げることになっておりますが、これとは別に昨年よりNishina Asia Awardというものを設けました。アジアで活躍する若い研究者の顕彰を行うということであります。第1回の受賞者はインドのShiraz Minwallaさんという方で、分野は素粒子というか理論物理の方であります。第2回、本年ですけれども受賞者は中国のYuanbo Zhangさんに差し上げることになっております。このAwardの特徴は受賞者の方に実際日本に来ていただいて数週間滞在していただき、各地の研究機関で講演をしていただく、それを通じて日本との交流を深めていただこうということであります。本年の受賞者は決まっておりますけれども、次年度の募集をもうじき始めますので、是非適任者の推薦をお願いしたいと思い、この場を借りてお願い申し上げます。

それで本日の講演会でありますが、京都大学教授の高橋義朗さんと名古屋大学名誉教授の三田一郎さんをお招きしております。講演者のご紹介は後ほど司会者からあると思いますのでそちらに譲りまして私のご挨拶はこれで終わります。どうもありがとうございました。

（司会） 小林先生どうもありがとうございました。それでは続きまして篠原久典先生よりご挨拶いただきます。

（篠原） 皆様ようこそ仁科記念講演会にお越しいただきましてありがとうございます。主催者の一人としてお礼申し上げます。また仁科記念財団あるいは仁科記念講演会には、会場の坂田・平田ホールをご利用いただきましてありがとうございます。2011年にこの会場は完成しました。坂田はもちろん坂田昌一先生の坂田、平田は平田義正先生の平田ですね。お名前を頂戴しています。研究科長として、この坂田・平田ホールで仁科記念講演会を開催するのは、非常にタイムリーではないかなというふうに思います。理由はもちろん坂田先生が仁科先生の共同研究者であったと共にですね、もちろん小林先生、益川先生

のメンターでもありますので、会場としてはベストの会場ではないかと、主催者の一人として自負しております。

私、個人的には、仁科芳雄先生のご子息の仁科雄一郎先生は、東北大学の名誉教授で固体物理とナノサイエンスのパイオニアといってよろしいと思うのですが、長い間共同研究者でしたので、非常に間接的ではありますけれども、この仁科記念財団と仁科記念講演会に何か縁を感じているところであります。また今日は野尻伸一先生、飯嶋徹先生にオーガナイゼーションの労を取っていただきまして本当にありがとうございます。本日の講演者の高橋義朗先生と三田一郎先生のご講演を非常に楽しみにしております。どうぞよろしくお願いいたします。

簡単ではありますけれども研究科長の挨拶とさせていただきます。

（司会） 篠原先生どうもありがとうございました。それでは最後に益川敏英先生からご挨拶をいただきたいと思います。

（益川） 益川です。お話しするのに仁科先生のことは大体頭に入っていると思っていたのですけれども、生年月日とかそういうものは必ずしも正確ではないと気付いて、昨日物理学事典を引っ張り出して１分くらいたったところで、あっ僕の使命はそんなことではない、多分、仁科先生の詳しいご紹介は小林さんがやられるのだろうと僕は思っていました。しかし今日の小林さんの話の中にはあまり出てきませんでしたね。僕は仁科先生がミクロの世界の物理学を始められた、その研究の末裔というか末端に位置しているわけです。そういう自分から見て仁科先生というのはどういう先生であったのかということを少し語らせていただきたいと思います。

仁科先生は初め実験をやっていたようなのですけれども、ハイゼンベルグ、シュレディンガー、ディラックの理論が出て、これはやっぱり理論をやるべきだということで分野をシフトされたように物の本には書いてありました。ヨーロッパに留学されていて、その時にはいろいろなところを回られたみたいなのですけれども、最終的にはクライン先生の元でコンプトン散乱の計算を始められた。それでどういう事情があったか知らないのですが、計算は基本的には終わっているのだけれども最後のところまで、我々が知っている仁科の散乱公式というか、ああいう形にはまとめる時間がなくて、帰らなければいけなくなったらしい。それはファンドが切れたのか、それとも既に一旦取ってある船の時間が来ちゃったからそうなったのか知りませんけれども―という話が僕が読んだ本には書いてありまし

た。ウソかホントか知りません。それで基本的には計算は終わっていたのだけれども、最後のところまで、cross section の公式にするまでには至らずに帰って来てしまったので、クライン先生は自分の弟子であるゴルドン、クライン・ゴルドンのゴルドンです、彼にその後、後始末をさせたようです。あと 1 週間くらいあればできたわけですから、今だったら帰る船を変えるぐらいのことをしたはずだと思うのですが、当時はもっと厳しかったのですかね。予定通りに帰らざるを得なかったという具合です。

僕が仁科先生の名前を認識したのは多分ディラックの教科書だと思います。あれで日本にはこういう偉い先生がいるのだということを知ったように覚えています。仁科先生は帰られてから科学を支える基盤の問題というか、それをかなり熱心に取り上げられて活動されたように伺っています。実務に長けていらっしゃったのでしょうね。理研の前の組織が何か財政困難になって破産に会いそうなときには、仁科先生が株式会社を作ってそしてそこのお金集めをやられたという具合に書いてあります。だから仁科先生というのはどちらかといえば朝永先生に近いタイプだったのではないかなと思います。実務もできる、理論もできる、物理は当然できるのは当たり前なのだけれど、実務をちゃんとやれる人。湯川先生みたいに方針を出すけれどもそういう労働はしないという、そういう先生ではなかったみたいに僕には伝わっています。途中ノイズが入れば当然伝わった内容は違っていきますけれども、そういう具合に伺っています。だから仁科先生をイメージするときに、スタイルは違うのだけれども多分朝永先生を頭に浮かべれば近いのではないかという具合に思います。しかし帰ってきてから、その後は研究というよりはそういう研究者の環境を整えるためにかなり翻弄された、時間を使われたように思います。

当然私は仁科先生にお目にかかったことはありません。そうなのですけれども、日本の先達であり我々の素粒子物理学の礎を日本に持って来られて、そしてそこで若者たちが研究できるような基盤を整備された—そういう先生だったように僕には伝わっています。その先生を記念するというか、そういうことがこの名古屋大学でできたということは非常に幸せでありかつ光栄なことだと私は理解しています。

やはり教科書なのですかね、一番よく知っているのは。ディラックの教科書には仁科先生は入っていましたよね。あれで一番最初に認識したのだと思います。仁科先生という方がいらっしゃったと。それまではまだ学生ですから当然知りませんでしたけれど。それからだんだんだんだん時間が経つに従って、あーすごい先生たちが我々の分野を研究できるような、そういう分野に整備していってくださったのだと思うようになりました。それで

大変尊敬もし、ご功績に対して深い感謝を表しまして、私の挨拶に代えたいと思います。
どうもありがとうございます。

（司会） 益川先生どうもありがとうございました。それでは、いよいよ講演の方に入っていきたいと思いますけれども、今益川先生のご挨拶にもありましたように、日本の物理の礎を築かれた仁科先生の名を冠しての講演会ということで、本日は今の日本の物理の最先端を切り拓かれた2人の先生、講演者の方をお呼びしてこの講演会を行っていきたいと思います。

最初の講演者は京都大学教授の高橋義朗先生です。ここで高橋先生のご経歴を簡単に紹介させていただきます。高橋先生は1990年に京都大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程を修了されまして、京都大学理学部の助手に採用されております。1992年に京都大学博士理学の学位を取得されたとあと、講師、助教授を経て2007年より京都大学大学院理学研究科の教授をされております。高橋先生は応用物理学会第7回光量子エレクトロニクス業績賞、第12回久保亮五記念賞、アメリカ物理学会フェロー表彰、第16回松尾財団学術賞等を受賞されまして、昨年2013年には「イッテルビウム超低温量子系の創出」というテーマで仁科記念賞を受賞されています。本日は「冷却原子を用いた量子シミュレーション」という題名でご講演をいただきます。では高橋先生よろしくお願いします。

冷却原子を用いた量子シミュレーション

高橋 義朗

京都大学大学院理学研究科 教授

ご紹介どうもありがとうございます。京都大学の高橋です。このような立派な講演会にご招待いただきましてどうもありがとうございます。

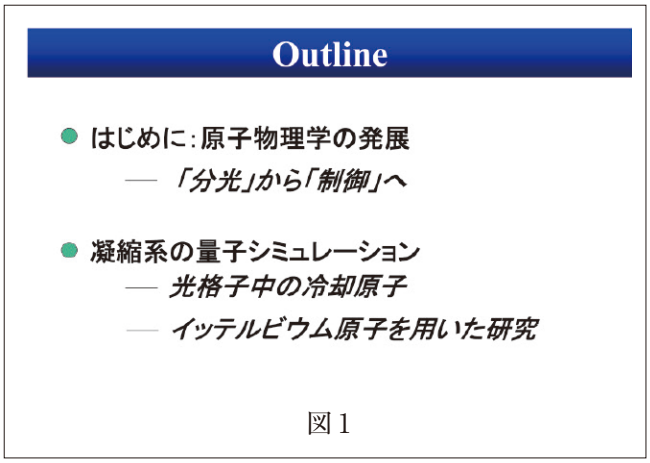


図1

今日は「冷却原子を用いた量子シミュレーション」というタイトルで講演をさせていただきたいと思います。今日のアウトライン（図1）ですが、まず初めに、ごく簡単に原子物理学の発展をちょっと見ていきたいと思います。分光から制御へということをキーワードとして簡単にご紹介させてい

ただきたいと思います。その次に本日の発表の主たる内容になりますが、凝縮系の量子シミュレーションということについて詳しくご紹介したいと思います。初めに光格子中の冷却原子一般についてご紹介した後、時間が許せば我々が行っておりますイッテルビウム原子を用いた研究についてご紹介させていただきたいと思っております。

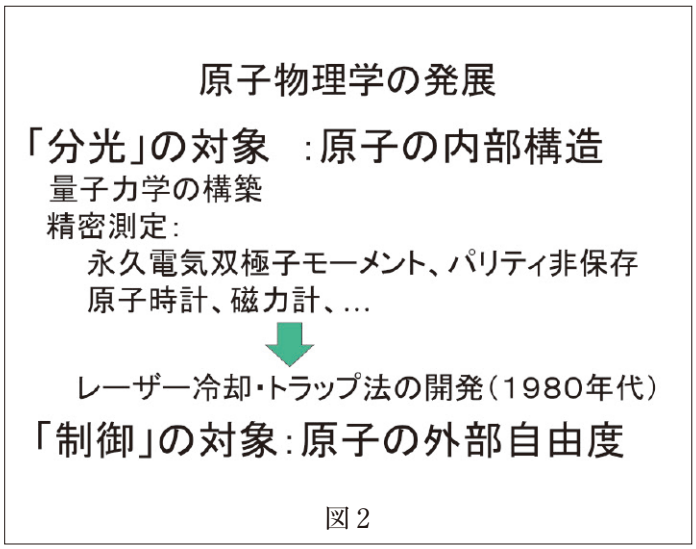


図 2

まず原子物理学の発展（図 2）ということなのですが、最初の、初期の頃の原子物理学というのは基本的に原子を分光の対象としていたということだと思います。原子の内部構造を精密に測ることによって、そこからいろいろ情報を引き出す。それが量子力学の構築に非常に重要な役割を果たしてきたということは皆さんよくご存知のことだと思います。現在でも原子を対象として精密測定というのは盛んに行われていまして、例えば基礎物理的な実験、研究で言いますと、原子の永久電気双極子モーメントを精密に測る。それによって CP violation に関する情報を得ようというものであったり、パリティ非保存の精密測定等も行われております。また応用的な面でいうと原子時計であるとか磁力計というのも原子を使ってそれを精密に測定することによって情報を得るというものです。これは非常に重要なものなのですが、1980 年代頃からこういった原子物理学の方向性というのがちょっと変わってきまして、これまで原子は分光の対象だったのですが、それを制御の対象にするというのがこのレーザー冷却・トラップ法の開発以降の方向性であると言えます。この分光に我々はレーザー光を用いることが多いのですが、この 1980 年代の頃にはレーザーの技術というのがかなり進歩しました。非常に安定でコヒーレントなレーザーを比較的手軽に用意することが可能になりました。そういった技術的な背景があって、こういったレーザー冷却・トラップという方法が、開発が進んだというふうに言えると思います。これによって原子は制御の対象になったというのが、大きな方向が変わった瞬間だと思います。

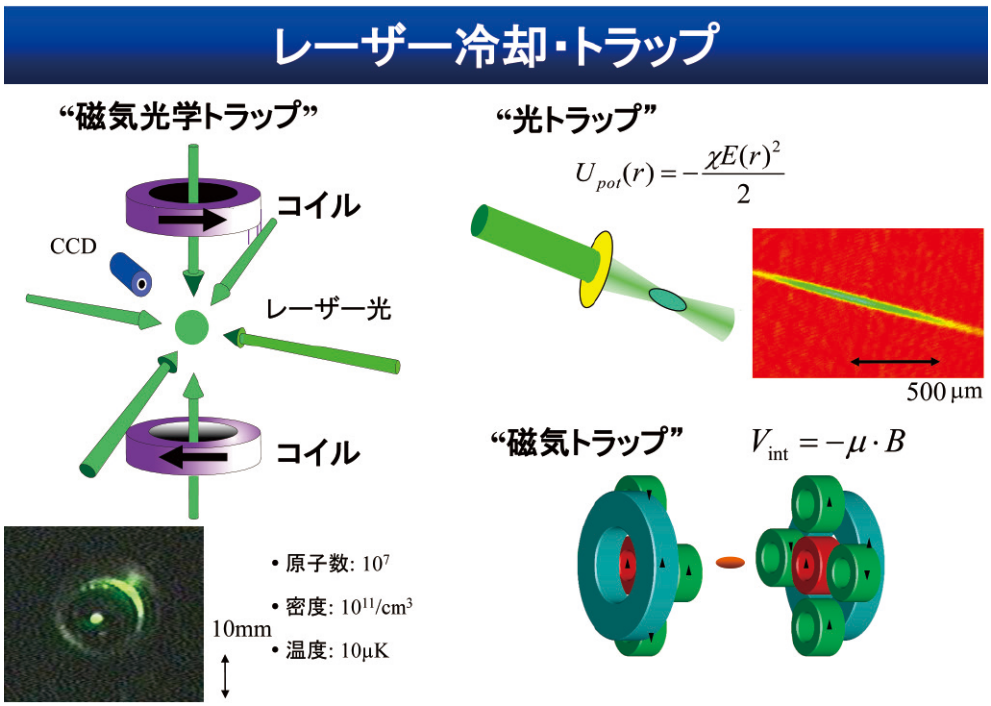


図 3

この原子の外部自由度を制御するというのがレーザー冷却・トラップ法（図 3）でして、それを簡単にご紹介しますと、一番有名なレーザー冷却の方法は磁気光学トラップと呼ばれている方法で、このようなコイルを対向させて、それに逆向きに電流を流します。不均一な磁場ができるわけですが、それと同時にレーザー光を 6 方向から入射すると、これによって原子はレーザー光から光を吸ってその反跳による力を受けるということで、原子は冷却されるしトラップされるというものです。この方法によって温度はだいたい 10 マイクロケルビンくらいまで冷やすことができます。だいたい時間スケールとしては 1 秒くらいで、高温でランダムに運動していた原子が 1 秒後には 10 マイクロケルビンでぴたっと 1 ミリ以内のところに収まるという、そういう非常に画期的な方法です。このくらい温度が冷えますと、光を集光したところに原子を閉じ込めることができます。これを光トラップと呼んでいます。またこのようなちょっと複雑なコイルの配置で、不均一な磁場を作ってあげると、磁気的な力で冷却された原子は閉じ込めることができます。これは磁気トラップと呼んでいます。こういった方法によって非常に冷えた原子集団を長時間観測するこ

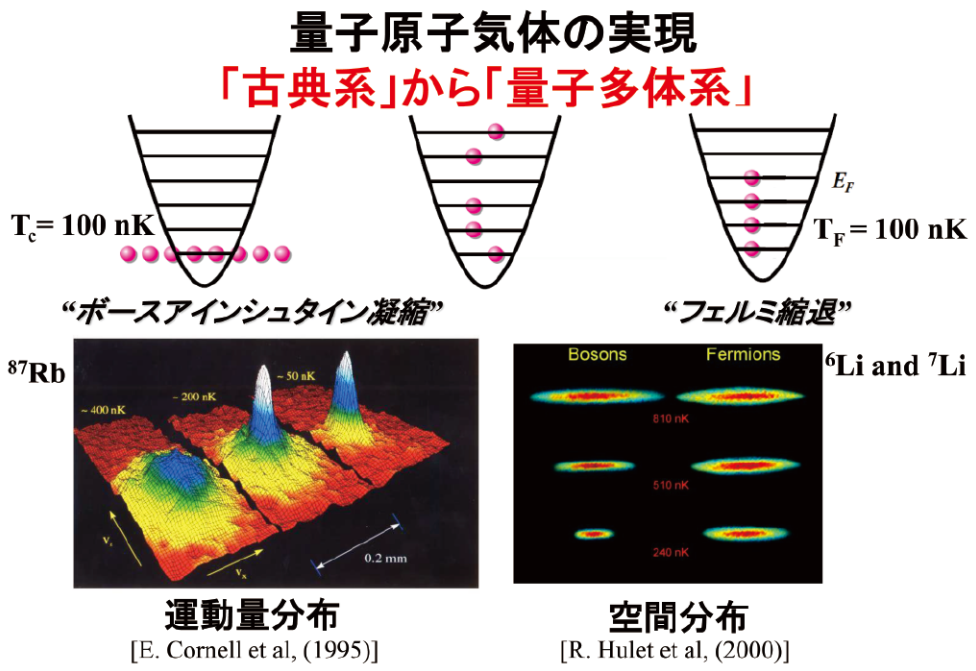


図 4

とが可能になりました。それによって先程出てきました分光の精度というのはかなり向上したわけです。ですがこれだけ冷えるともっと違った方向に考えが及びまして、もっと冷やして例えばド・ブロイ波長が長くなって平均原子間距離も長くなると、そのくらいまで冷やしてしかも高密度の状態を作るとどうなるかということが追求されるようになりまして、それがいわゆるボース・アインシュタイン凝縮とかの量子気体と呼ばれる領域です。これも大きな転換がありまして、これまでは古典系、孤立系の無相関な原子の集団を対象にしていたのが、量子多体系を対象にすると、そういうふうに質的に変わっていったと、いうふうに言えると思います。

古典的な温度の高い系を閉じ込めのトラップに入れた場合にはこのように分布（図 4）しているわけですが、これを温度を冷やしてあげると、例えば 100 ナノケルビンくらいまで温度を冷やしてあげると、ボース粒子の場合はボース・アインシュタイン相転移を起こしまして最低エネルギー状態に巨視的な数の粒子が占める。そういった状態になるという

ものです。これは運動量分布を表しているものなのですが、温度が比較的高い 400 ナノケルビンではこのような運動量が広い分布を持っているわけですが、200 ナノケルビンだと急に真ん中辺に速度の遅い成分が現れる。50 ナノケルビンまで冷やすとほとんど遅い成分しかない。これがほとんどピュアなボース・アインシュタイン凝縮体を用意したということに対応しています。これがボソンの場合なのですが、フェルミオンも同じように冷やすことができまして、この場合にはボース・アインシュタイン凝縮のような量子相転移は起きなくてフェルミエネルギーと呼ばれるもので特徴づけられるエネルギー以下に粒子が占有する、すなわちフェルミ面を形成するということが期待されて、実際そういうフェルミ縮退と言われる状態が実現されています。この場合ですと比較的温度が高い場合にはボソンであるかフェルミオンであるかというのは空間分布に関しては差がないわけですが、温度を冷やしていって量子統計性が効くようなそういった領域まで温度を冷やしていくと、ボソンであるかフェルミオンであるかによって分布の大きさが異なるということで、量子統計性が非常にはっきりと分かる、そういった領域になっているというものです。

それでまたこういったボース・アインシュタイン凝縮とかフェルミ縮退を使っていろいろな興味深い実験が行われているわけなのですが、そのうちの 1 つをご紹介いたしますと、中性フェルミ原子のクーパー対生成による超流動です（図 5）。これは基本的には金属の BCS 超伝導と同じような機構になりまして、転移温度の表式も同じような表式で書き表わされています。T_F とか k_F というのは先程のフェルミエネルギーに対応した温度及び波数です。ここに a_S というのがありますが、これは学部の量子力学でも習う散乱長と呼ばれるもので、これは原子間の相互作用を特徴づける重要なパラメータになっています。原子の場合もこの BCS 超流動は、温度を変えるというよりも、散乱長を制御する、コントロールすることによって、転移温度を変えて実現されています。これが実験の例なのですが、引力が弱いときには、転移温度が低くなって、これには超流動成分はない。こう散乱長を大きくコントロールしたときには先程のボース・アインシュタイン凝縮と同じように、対の運動量分布に関して真ん中にピークができる。これがフェルミオンの BCS 超流動に対応します。こんなことができるのは原子系ならではでして、これはフェッシュバッハ共鳴と呼ばれる方法がありまして、原子の 2 つの状態、赤と青で書きますが、その相互作用を磁場をコントロールすることによって、この散乱長を非常に小さいものから非常に大きいものに変えることが可能になっています。これは原子特有の極めて有力な方法になって

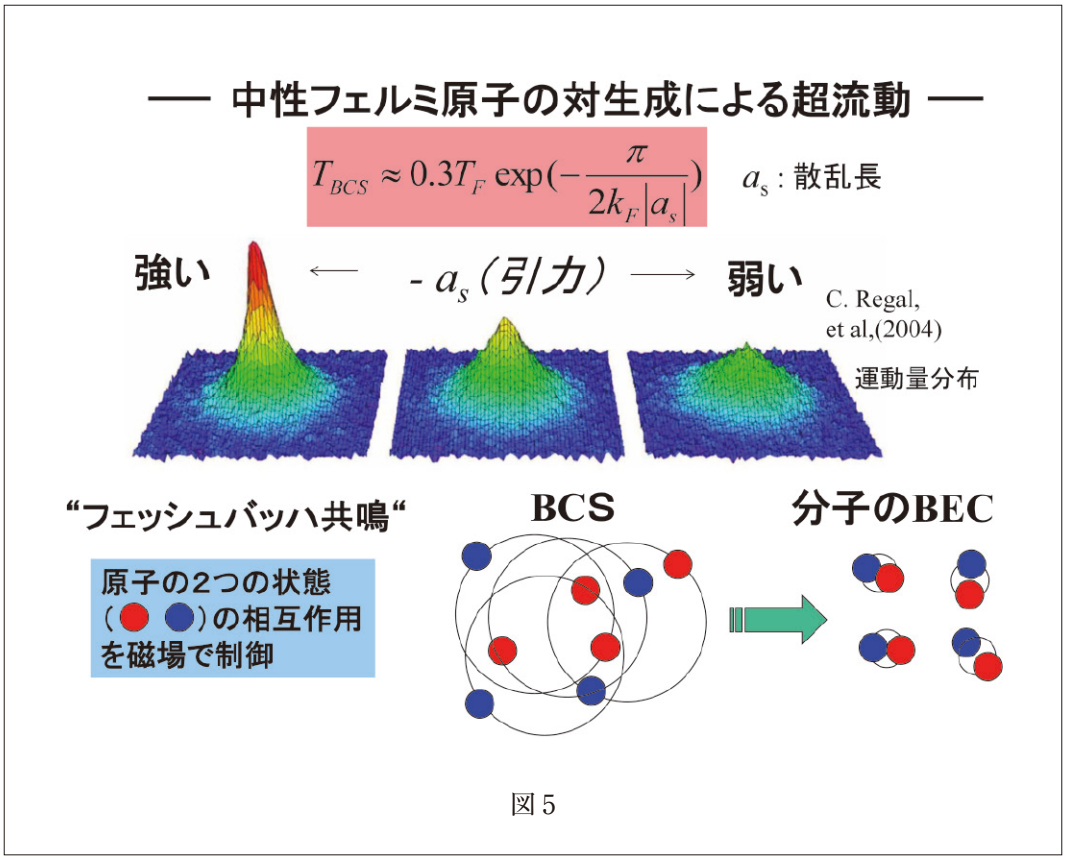


図 5

います。それでこのフェッシュバッハ共鳴の方法を使うと、いわゆるクーパー対の大きさの方が平均原子間距離よりも長い、そういったBCSの状態からこれを引力をもっと強くしていって、この平均原子間距離よりも対の大きさの方がずっと小さいような、いわゆる分子のBECの領域に、磁場をちょっと変えるだけで移り変わる、これをBEC-BCSクロスオーバーと呼んでいますが、そういった研究がこの原子系を使うと可能になっているというものです。これで非常に理論と実験で協力していろいろな研究がされているというものです。

いろいろ他にもあるのですが、特に注目されて世界的にも盛んに研究されているトピックスとして、光格子を用いた量子シミュレーションというものがあります（図6)。これが本日の発表のメインのテーマとなっております。それで光格子とはなんだということなのですが、これはここに書いてありますように、光で作られた原子に対する周期的なポテンシャルのことを光格子と呼んでおります。先程ちょっと紹介いたしました光トラップの

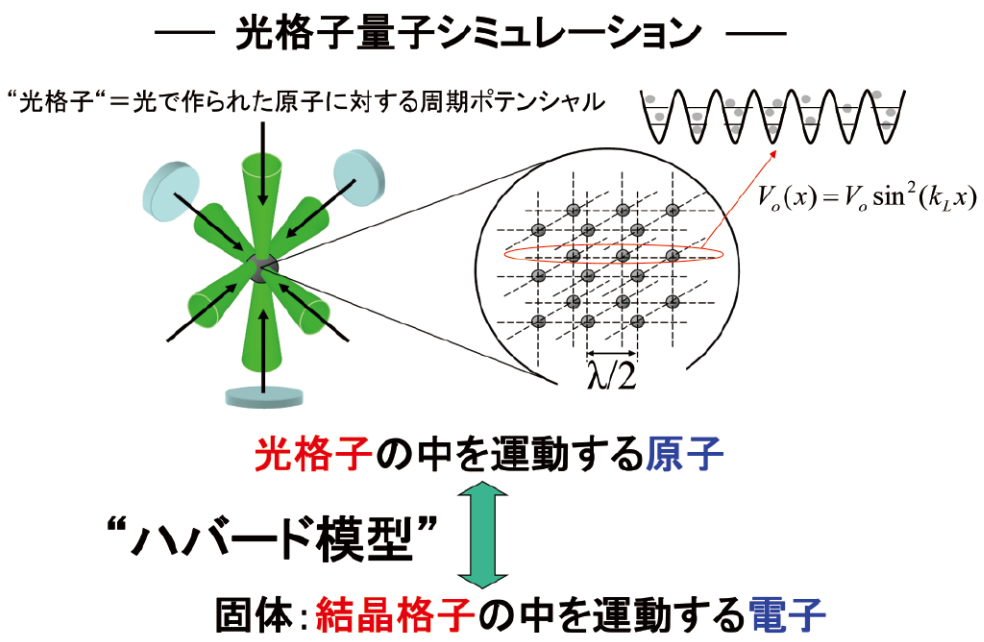


図 6

一種です。ただこれが周期的な構造をしている場合には光格子と呼んでいるというものです。例えばこの図にありますように、レーザー光をこちらから入射してそれを鏡で打ち返すと、そうするとここに定在波ができます。この場合には定在波の周期は波長の半分、使っているレーザー光の波長の半分になりますので、光格子の格子定数が λ /2 だということになります。これを、3 方向で構成してあげると 3 次元光格子が構成できるというものです。それでこういった周期的なポテンシャルに、先程ご紹介したボーズ・アインシュタイン凝縮やフェルミ縮退を導入するということができるわけでして、光格子の中を運動する超低温の原子の集団というのを用意することができます。この系というのはちょうど固体の中の結晶格子の中を運動する電子の系と極めて良いアナロジーがあります。この両方の物理系はともにハバード模型と呼ばれる理論モデルに非常によく従うということが分かっています。

このハバード模型とは何かということなのですが（図 7)、これはハミルトニアン自体は単純な構造をしています。2 つの項からなっています。このような格子系を考えるわけ

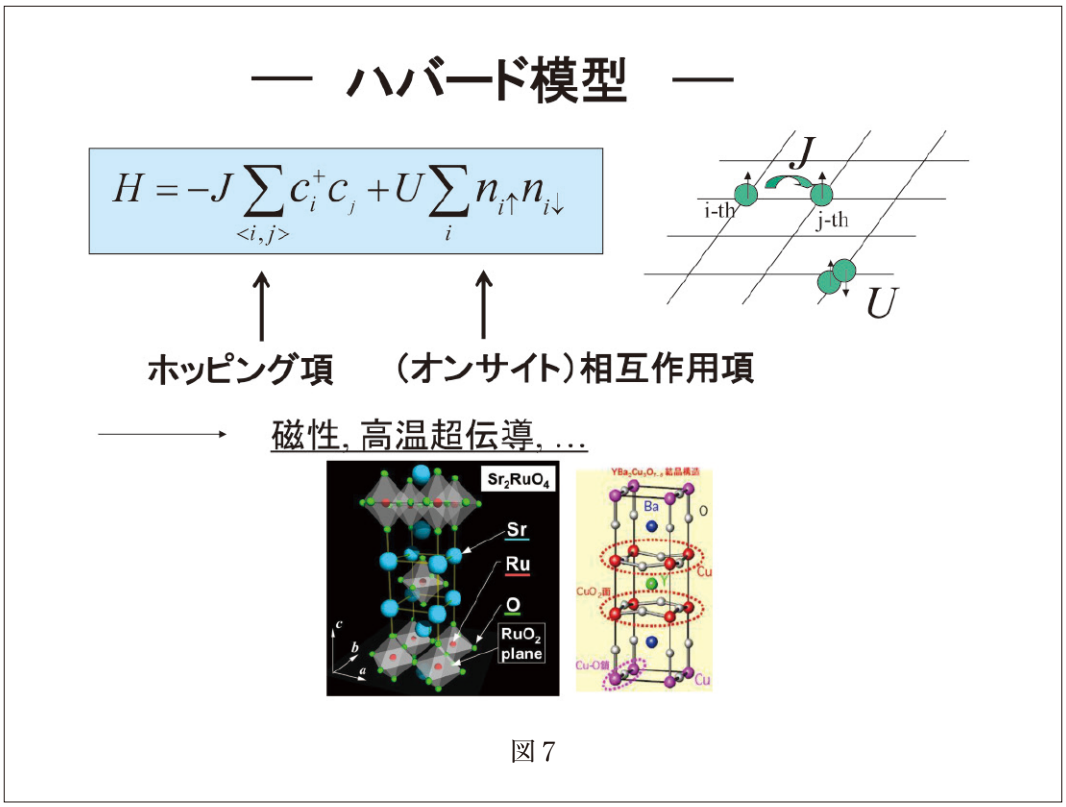
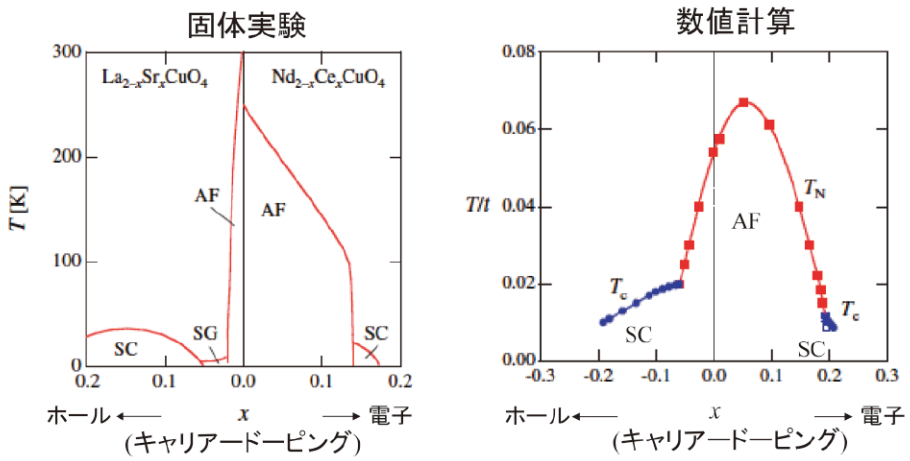


図 7

ですが、格子の中を粒子が、トンネリングでホッピングする項が第 1 項です。第 2 項は、1 つの格子点に粒子が 2 つ来たときの粒子間の相互作用を表す項、これをオンサイト相互作用の項と呼んでいます。エネルギー U で特徴づけられますが、こちらは J で特徴づけられます。こういう 2 つの項からなるハミルトニアンで記述するのをハバード模型と呼んでいまして、これは固体の中の磁性であるとか高温超伝導を記述する非常に重要なモデルとして、固体物理学では盛んに研究されているというものです。これは理論家の方がいろいろな計算法を開発して、それを適用してこのハバード模型の答えを得るというのが凝縮系の、特に理論の非常に重要な研究テーマになっているわけですが、我々がやろうとしているのは、この計算機ではなくて実際の物理系である光格子中の冷却原子を用いてこのハバード模型を実装して、そこから答えを原子に出させるというもので、これはファインマンが元々提唱した量子シミュレーションと呼ばれる研究に対応します。

ということで、こういった光格子中の冷却原子を用いた量子シミュレーションの研究の一つのゴールと見なされているものを紹介させていただきますと（図 8)、それは銅酸化



[in T. Moriya and K. Ueda, Rep. Prog.Phys.66(2003)1299]

図 8

物の高温超伝導の量子シミュレーションであるといえると思います。この左側の相図はいろいろな固体のサンプルを使って、その結果から得られた相図です。縦軸が温度で横軸がキャリアードーピングになっています。電子をドーピングしたりホールをドーピングしたりというので、このように AF というのが反強磁性相で SC というのが超伝導相です。反強磁性相の周りに超伝導相があるということが実験から得られた相図です。これは理論計算からの結果ですが、反強磁性相の周りに超伝導相があるというのは、そこは説明できているわけですが、いわゆるアンダードープと呼ばれるところでの振る舞いがなかなか理論と実験で合わない。これがいまだに議論の、論争の的になっていましてまだ解決していない。そういった、固体物理ではなかなか不純物の問題とかいろいろあり、解けない問題を、きれいな冷却原子の系でシミュレーションしてやって答えを出してあげようというのが 1 つのゴールになっています。

実際の光格子量子シミュレーター（図 9）はどのようなものかといいますと、実験装置なのですが、このようなものになっていまして、超高真空チャンバーを使ってそこにたく

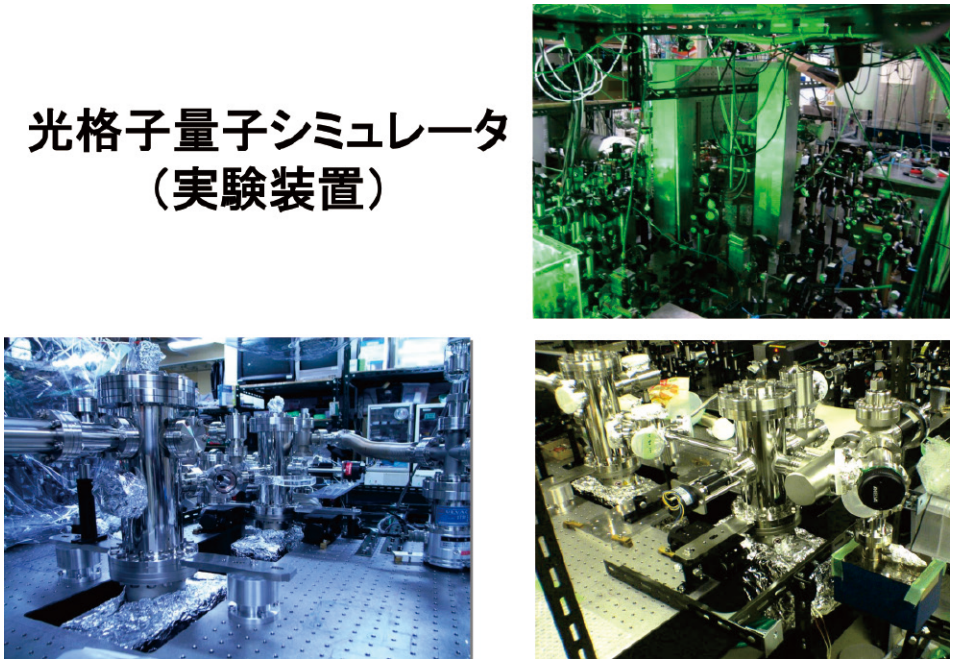


図 9

さんのレーザー光を使いまして、オプティックスを並べて電子回路もたくさん使ってという、そういう実験になっています。ちょっとアナログ的な感じの、実際はそういうものになっています。

この冷却原子を用いた光格子量子シミュレーターの特徴を今からいくつかご紹介したいと思います（図 10）。そういった特徴を生かしてどのような研究が行われているかというのを、併せてご紹介したいと思います。

まずこの系というのは量子多体系なわけですが、規模としては大体 10^5 個くらいの原子を対象とすることができますので、これは量子系としては非常に大きい、大規模な系であるというふうに言えます。最近カナダのベンチャー企業の D-Wave Systems 社が量子コンピュータを作ったといって、一部ではすごい話題になっているのですが、あれは 512 個しかまだない、量子ビットの数としては。それに比べたら桁違いに大きい量子系を扱っている系になります。また先程もちょっと言いましたが、光格子の系では不純物や格子欠陥というのは入りようがない。入れる方が難しいです。非常にクリーンな系である。これが

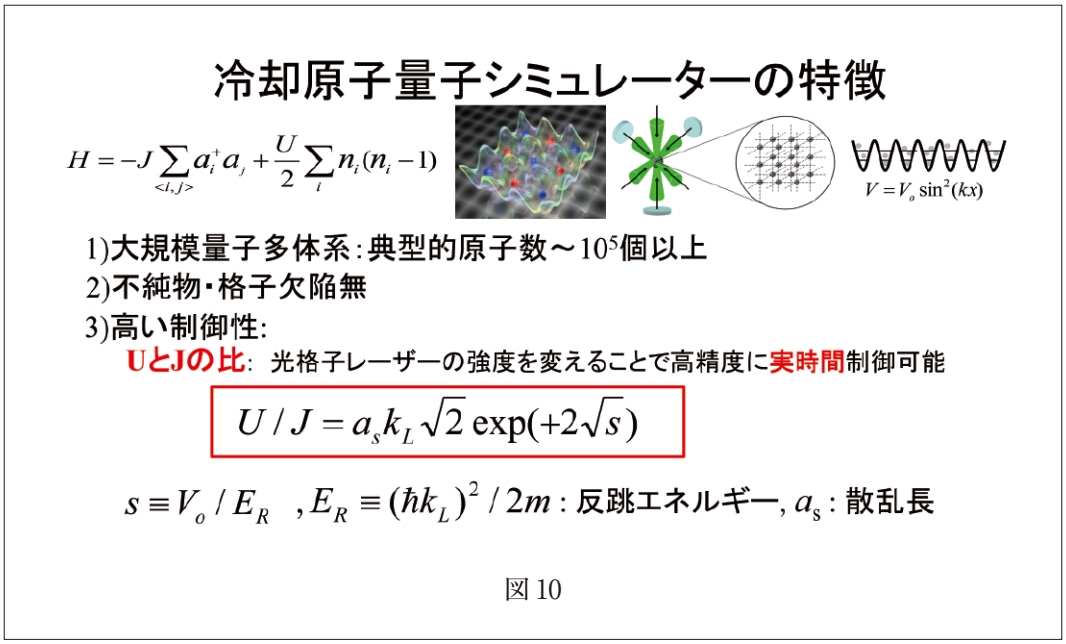


図 10

固体サンプルの実験との大きな違いであると言えると思います。次に、これが最もこの系の特徴だと思うのですが、非常に高い制御性があげられます。ハバードモデルの振る舞いというのはオンサイト相互作用 U とホッピング J の比で、決まってくるわけですが、U と J の比というのはこのような表式で与えられます。ちょっと式が出てくるのですが、ここで a_s というのは先程も出てきました散乱長と呼ばれる量で、原子間の相互作用を特徴づけるパラメータです。k_L というのは光格子を作っているレーザーの波数です。s というのが出てきますが、光格子のポテンシャルの深さを、反跳エネルギーで規格化した無次元量です。

ですので、この光格子のポテンシャルの V_0 ですね、これはレーザー光の強度に比例していますので、光格子レーザーの強度を変えることで s をコントロールしてそれによって U/J を、これを非常に高精度にコントロールすることができる。しかもリアルタイムに制御することが可能です。

この特徴を使ってやられている実験としてご紹介しますのが、ボース・ハバードモデルでの超流動モット絶縁体転移です（図 11)。これは先程の光格子ポテンシャルの深さ V_0 を小さいところから大きいところまで、変えてあげると、それはとりもなおさず U/J を変えていることになります。その時に Time-Of-Flight 法と呼ばれる方法で原子の運動量

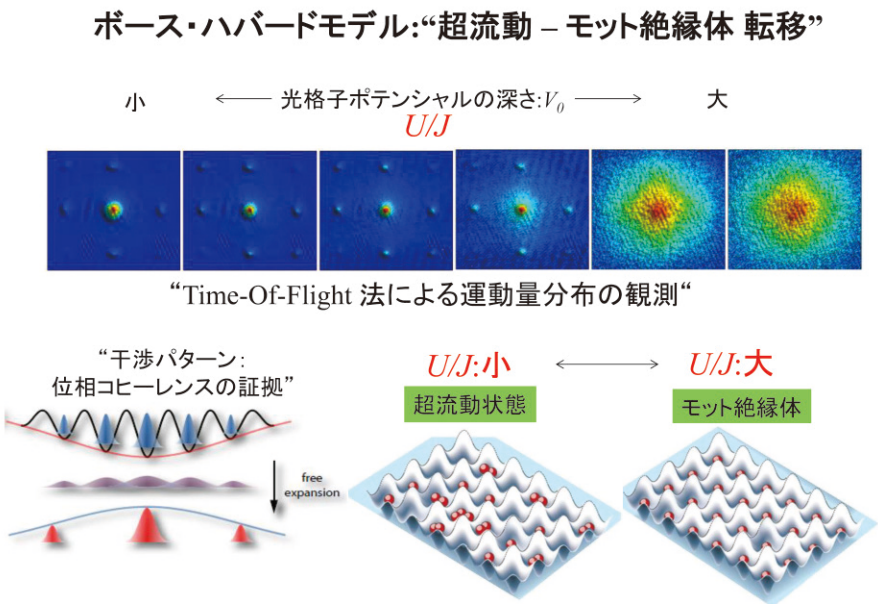


図 11

分布を観測してあげると、そうするとこのような信号が得られます。特徴的なのがこの干渉パターンが、*U/J* が低いところでは見えていて、*U/J* が大きくなった所では消失しているというのですが、この干渉パターンというのは物質波の多重干渉に他ならなくて、光格子中で原子の波が、物質波が位相コヒーレンスをもっているということに対応しています。*U/J* が低いところでは位相コヒーレンスがあるのが、これを大きくしていくと消失する。ですから *U/J* が大きいところでは位相が揃っていない。そういった状態になっているということで、こういった振る舞いはどういうことを意味しているかというと *U/J* が小さいようなところ、すなわちホッピングがドミナントなような領域では、このように原子は光格子の中を比較的自由にホッピングしていて、それで位相コヒーレンスができていて、いわゆる超流動状態なっているというものです。ですが、*U/J* を大きくしていくと、例えばここにあるような 1 格子点に 2 個あるようなところではエネルギーが U だけ高くなりますので、これは損なわけです。エネルギーを高くしないためには原子がそれぞれのところで局在してしまう。その方がエネルギーが低い。相互作用によって原子が局在しているような状態をモット絶縁体と、これは固体物理のターミノロジー（terminology）ですが、モット絶縁体と呼んでいます。この超流動とモット絶縁体の転移を、光格子の高さを変え

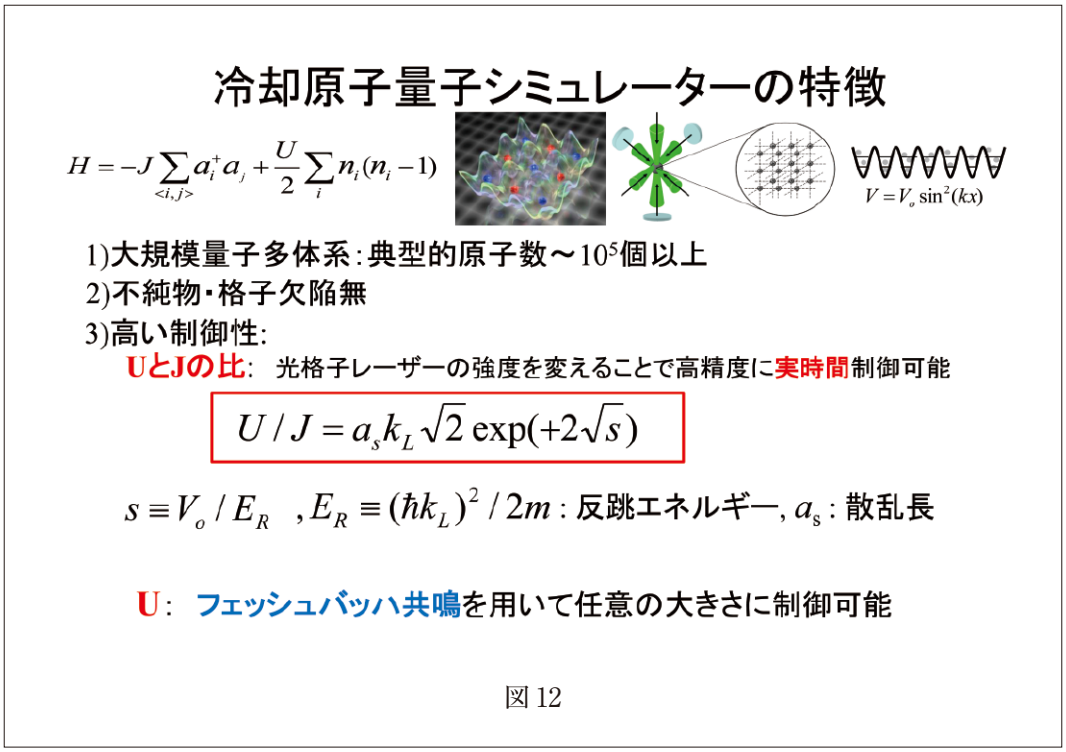


図 12

るだけでこのような綺麗な量子相転移が観測できるという、この初期の量子シミュレーションの研究での最も印象的な実験になっています。

こういうのが制御性が高いというものなのですが、U だけを変えたいということも可能です。先程ご紹介いたしましたフェッシュバッハ共鳴という方法は散乱長を変えることができますので、この方法によって U を任意の大きさに制御することが可能です（図 12）。

このフェッシュバッハ共鳴の方法を使って行われた実験としてご紹介するのがフェルミ・ハバードモデルでの金属ーモット絶縁体の転移を観測したというものです（図 13）。フェルミ・ハバードモデルでの相図というのはこのようになっていまして、縦軸が温度で横軸は U/J です。比較的温度が高い、そういうところでは U/J を変えますとメタリックな状態から、フェルミオンのモット絶縁体の状態に、ここはクロスオーバーだと思いますが、そういった変化が見られます。U が 0 の辺での金属状態というのはこのようになっているはずで相互作用がありませんので、二重占有が、1 格子点に 2 個あろうが 1 個あろうがエネルギー的には変化がありませんので、普通に二重占有が許されます。でも U が大

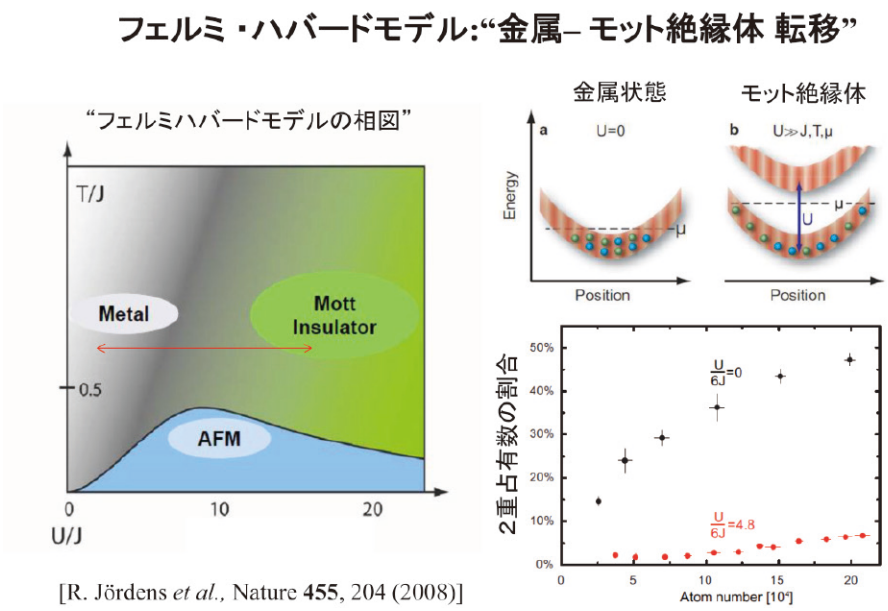


図 13

きい領域ではそれが許されなくて、1 個 1 個の二重占有が許されないような状態になっていくと、これがモット絶縁体に対応しています。この実験では二重占有の数を数えることによって金属状態になっているのか、モット絶縁体状態になっているのかというのを調べる実験が行われていまして、U を変えるのはフェッシュバッハ共鳴の方法で変えています。U をゼロにチューニングしてあげると二重占有は数十パーセントの大きな割合で存在できるわけですが、フェッシュバッハ共鳴によって U を大きくチューニングしてあげると、それはもう数パーセント以下になっています。この二重占有はこの絵にあるように抑制されます。これでもってモット絶縁体状態が実現できているはずだというふうに、この論文では結論づけているという例です。

U/J も変えられて U も変られると、J も変えられるのかと思うわけですが、J も変えられます。このホッピングの大きさ及び位相も含めてコントロール可能です。これについてご紹介します（図 14)。これはそういったホッピングをコントロールすることによって三角格子のフラストレート磁性の量子シミュレーションというものが研究されています。ではどうやってホッピングの J を変えるのかということなのですが、このように光格子のポテンシャ

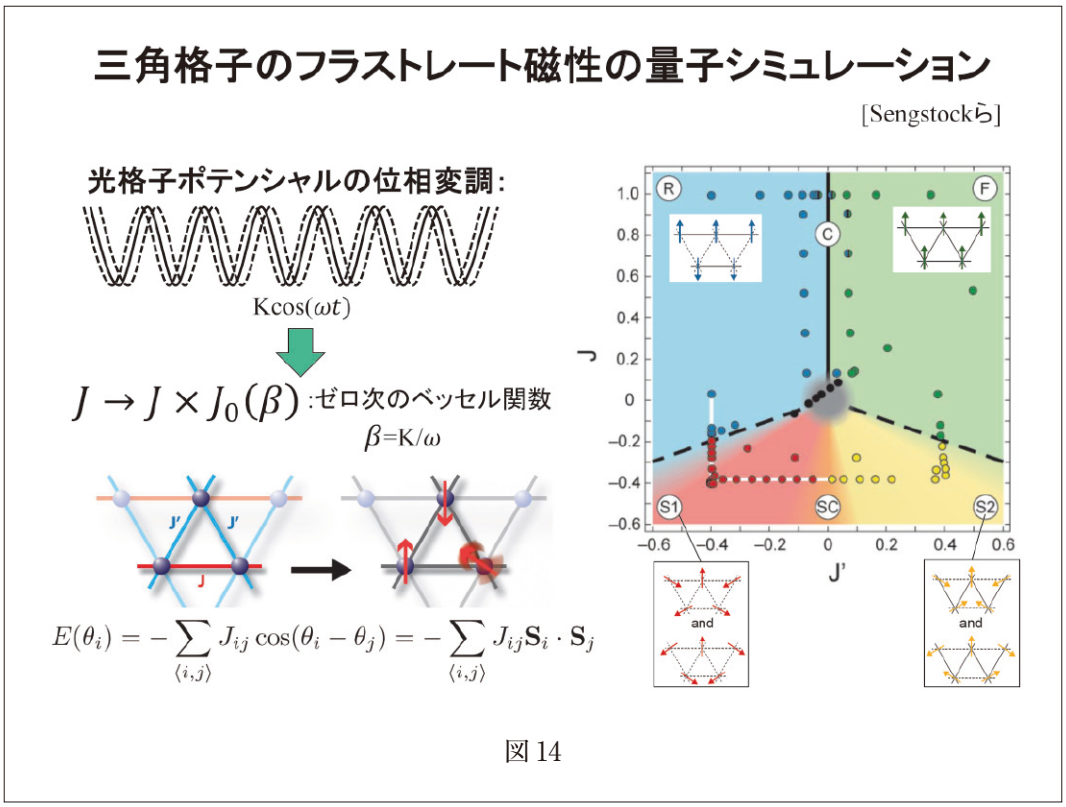


図 14

ルがあったときに、それを位相変調します。位相変調というのは、これを高速でこう振ってあげる。大きさ K で、周波数ωで振ってあげると、そうすると実効的にこの原子のホッピングは変化を受けまして、このゼロ次のベッセル関数が入ってきます。ゼロ次のベッセル関数はプラスからマイナスにもなる。ゼロとかマイナスにも変調指数によってなりますので、この J をコントロールすることができるというもので、この実験では三角格子を組んであげて、三角格子のホッピングを、J' と J をこの方法によってコントロールすると、独立にコントロールするということが可能、そういう実験をしておりまして、このボース・アインシュタイン凝縮を三角格子に入れた系というのは、古典スピン系にマッピングすることが可能です。ですので、このように三角格子のフラストレート磁性の問題を、ボース・アインシュタイン凝縮を使って研究することが可能だということになっております。そうやってこういった方法で J 及び J' をプラス・マイナスで変えてあげて、この相図を調べたというのがこの結果でして、これはスピンの言葉に直してありますが、このように古典スピン系のフラストレート磁性というものをボース・アインシュタイン凝縮を使って量子シミュレーションすることができているという、非常に面白い研究が可能だというものです。

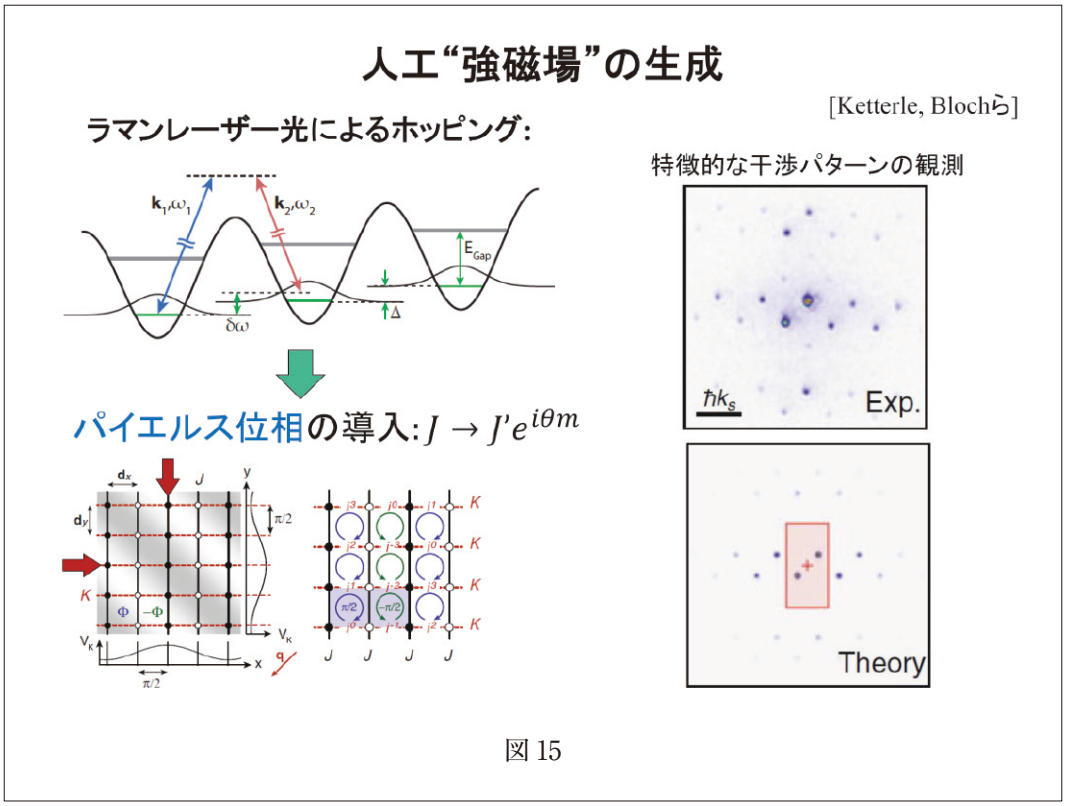


図 15

それ以外にもホッピングをコントロールする方法というのがありまして、その例としてラマンレーザー光によるホッピングの制御というのが挙げられます（図 15）。これは通常ですとレーザー光がないとホッピングができないような状況にしておいて、それをレーザーで強制的につなげて、ホッピングを誘起させてあげる。その時にはホッピングの位相にレーザー光の位相が乗ります。そうすることによって空間的に異なる位相をホッピングに付け加えることができて、これはパイエルスフェーズと呼ばれているわけですが、要するに磁場を導入することができているということに対応します。中性原子ですので磁場をかけても基本的には軌道がどうこう変わるはずはないので、磁場をそのままかけたのではだめなわけですけれど、こういったホッピングをいじることによって、有効的な、原子にとって磁場として感じるようなものを生成することができると。ここで人工強磁場の生成とあるのはそういう意味です。実際このような磁場が原子に加わっているというのは、また干渉パターンを見ることによって、それを理論と比較することによって、確認することができているというものです。

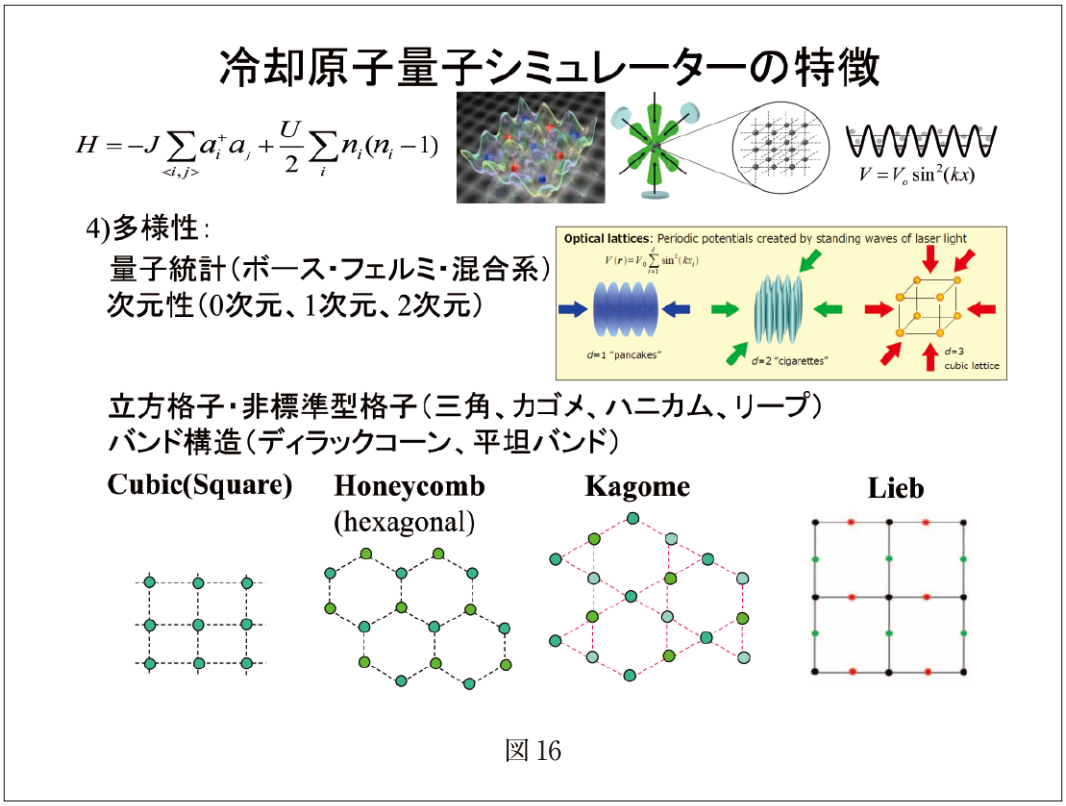


図 16

ということで、ハバードパラメーターを非常に制御よくコントロールすることができるというのが大きな特徴になっていますが、それ以外にも、光格子の冷却原子の系というのは多様性があります（図 16）。先程からありますように、ボース粒子を対象とすることもできますし、フェルミ粒子を対象とすることもできる。さらに混合系も対象とすることができます。こういったものは、なかなか他の系では用意することが難しいようなものになっています。また、印加するレーザー光の本数を変えることによって次元性も制御できます。またここでは今まで標準的な立方格子しか考えていませんでしたが、2 次元だとこういう正方格子に対応しますが、非標準型と呼ばれるような格子も光格子でも作ることができています。例えばグラフェンと同じ格子構造をもっているハニカム格子も光格子で実現できていますし、磁性の問題で非常に興味深いカゴメ格子も光格子で実現できています。またあまりメジャーではない格子ですけれども、リープ格子というのも、これは強磁性の問題で非常に重要な格子なのですが、このリープ格子という非常に特殊な格子も光格子で実現できています。

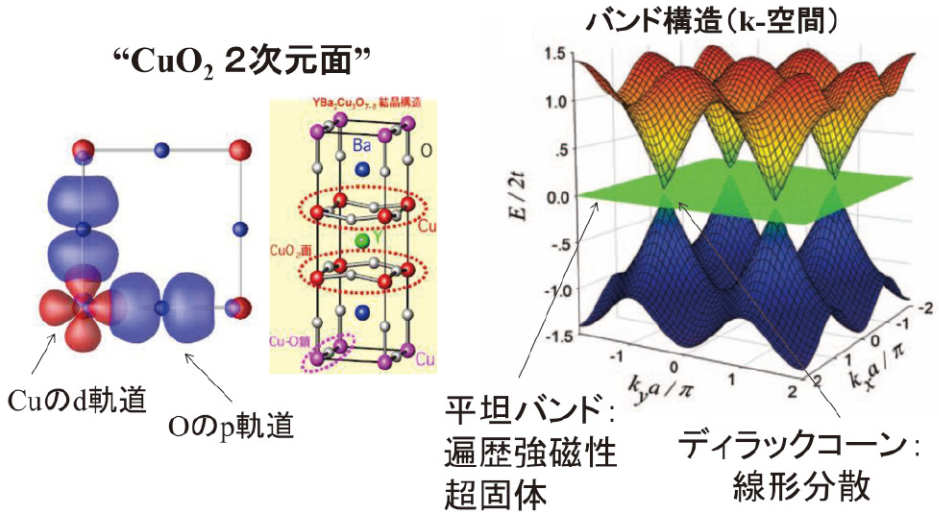


図 17

こういった非標準型の格子というのはバンド構造に非常に特徴がありまして、特にリープ格子を例にしてご紹介いたしますと、このリープ格子というのは、先程のような格子構造をとっているわけですが、これは別名 d-p モデルと呼ばれています（図 17)。これはどこからきているかというと高温超伝導の分野からきている言葉でして、この銅酸化物の高温超伝導体では CuO_2 の 2 次元面というのは非常に重要な役割を果たすということが共通認識として知られているわけですが、Cu の d 軌道があって、格子点があって、それを酸素の p 軌道がつなげている。これが CuO_2 面なわけですが、これはまさに先程のリープ格子と同じ格子構造をしています。ですので、リープ格子というのは銅酸化物の高温超伝導体をより忠実に再現したモデルであると言えます。このバンド構造というのは非常に特徴的なものがありまして、いわゆる線形分散であるディラックコーンが見られますし、ディラックポイントに接触しているようにこの平坦バンドがあります。これはディスパージョンがない、いわゆる平坦バンドと言われているもので、これは強磁性であるとかまたボース粒子に対しては超固体と呼ばれる、非常に超強相関な状態を発現するというふうに、期待されているもので、こういった強相関の物理というのが非標準型の格子を使って、光格

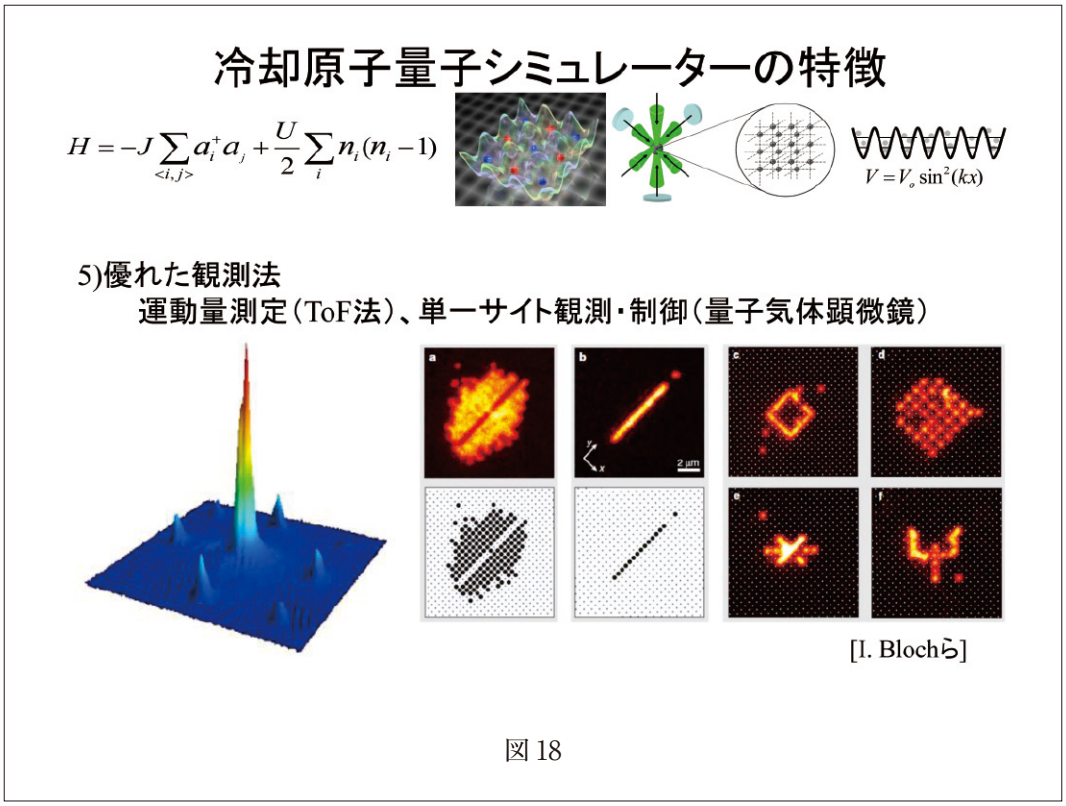


図 18

子を生成することによって研究が可能であるというものです。

最後に、光格子の系では優れた観測法があります（図 18）。先程から何回か出てきておりますように、運動量を測定するというのが 1 つのスタンダードな方法になっていますが、それとは相補的な関係にある観測法で、非常に高空間分解能な測定も可能になっています。これは量子気体顕微鏡と呼んでいるわけですが、格子点を分解して、もう空間分布を見てしまう、そういうことが可能になっていまして、例えばこれですと、1 列に原子が用意してあってそれをちゃんと分解して見えている。これとかもこんなふうに原子を用意することも可能です。色々な、なんか遊んでいますけれども、このようなやつも作れるようになってきているというもので、非常に観測に関しても優れた系になっているというものです。

ここまでは凝縮系の話が対応しているのですが、別な方向性の発展として最近理論的に盛り上がっているのが、格子ゲージ - ヒッグスモデルの量子シミュレーションを原子系を使ってできるというのが理論的に言われています（図 19）。用いる系としてはボース粒子

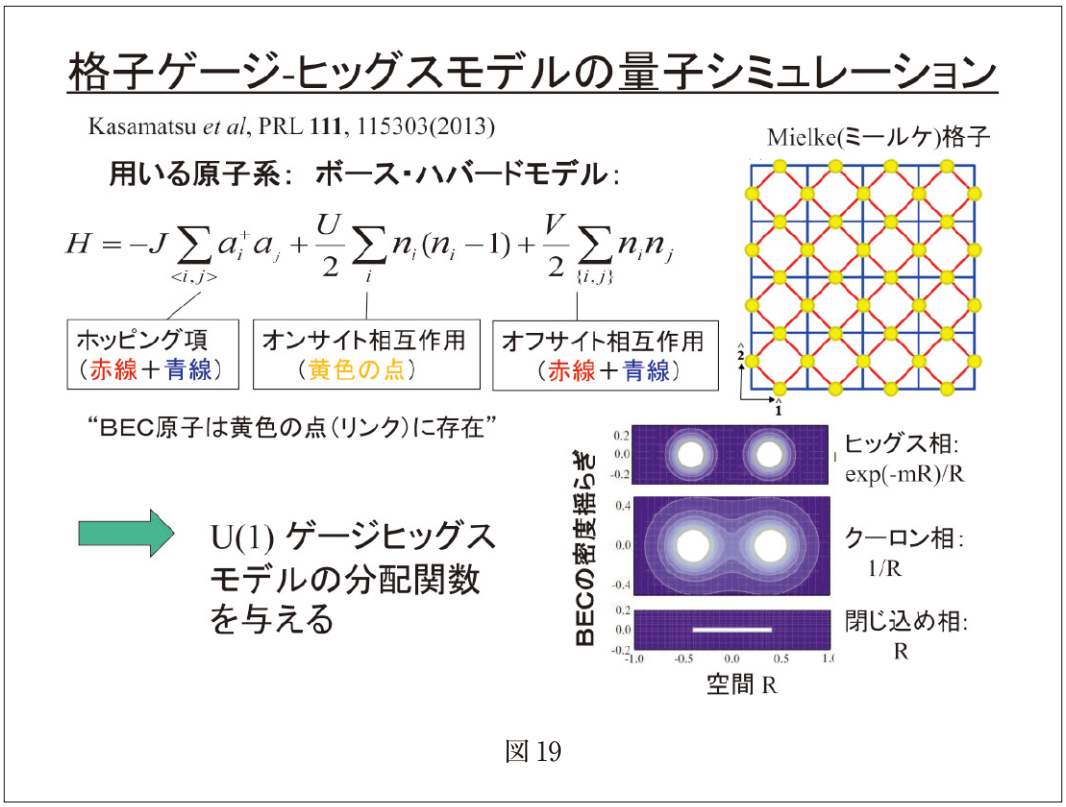


図 19

を用います。ボース・ハバードモデルになるわけですが、格子系としてはこのようなちょっと特殊な、正方格子ではなくて物性の言葉で言うとミールケ格子と呼ばれる、磁性でよく出てくる格子ですが、その黄色の点にボース凝縮を導入します。そうするとこのボース・ハバードモデルがこのように書き表されていて、これが最初の項はホッピングで、2番目の項はオンサイト相互作用の項です。3番目の項として赤や青で結ばれたような格子の、違うところにある格子の原子間にも相互作用が必要です、この場合には、これは不可能ではないです、原子系でも。難しいですけれども不可能ではないです。もしこのハミルトニアン、ボース・ハバードモデルを実現できたとすると、これはU(1)ゲージ-ヒッグスモデルの分配関数を与えるものになるというのがこの論文で議論されていまして、このボース・アインシュタイン凝縮の密度分布の揺らぎを観測することによって閉じ込め相に相当するような相からヒッグス相とかクーロン相、こういったものの相転移が観測できるのではないかという方向でも理論的な研究が最近されています。まだ実験はありません。

ということでまとめの1なのですが（図 20)、一言でまとめますと、光格子中の冷却原

まとめ1

“光格子中の冷却原子系は
ハバード模型の理想的な量子シミュレーターである”

1）大規模量子多体系
　典型的原子数～10^5個以上
2）不純物・格子欠陥無
3）ハバードパラメーターの高い制御性
　U/J, U(フェッシュバッハ共鳴). J(位相変調など)
4）多様性
　量子統計、次元性、標準・非標準格子
5）優れた観測法

図 20

子の系はハバード模型の理想的なシミュレーターであるというふうに言えると思います。1)～5）が詳しく言ってきた内容です。

今までご紹介してきた実験は、ほとんどがアルカリ原子を用いて行われてきたものです。我々のアプローチというのはイッテルビウム原子を使うというものです。

周期表でアルカリ原子はここにあるわけですが（図 21)、それではイッテルビウムはどこにあるのかというと、このようなところにあります。これは希土類元素です。ちょっと特殊な原子、元素ですので、我々が 20 年前くらいに研究を始めた時は、もちろん他にやっているところはありませんでした。我々だけがイッテルビウムに着目して研究をスタートしていたわけです。国際会議とかでも発表すると、なんでアルカリを使わないのか、アルカリで良いではないかというような冷めた意見が結構あったのですが、今となると世界中でイッテルビウムの研究をやり出しているということで世界的な広がりを今や示しているというものです（図 22)。

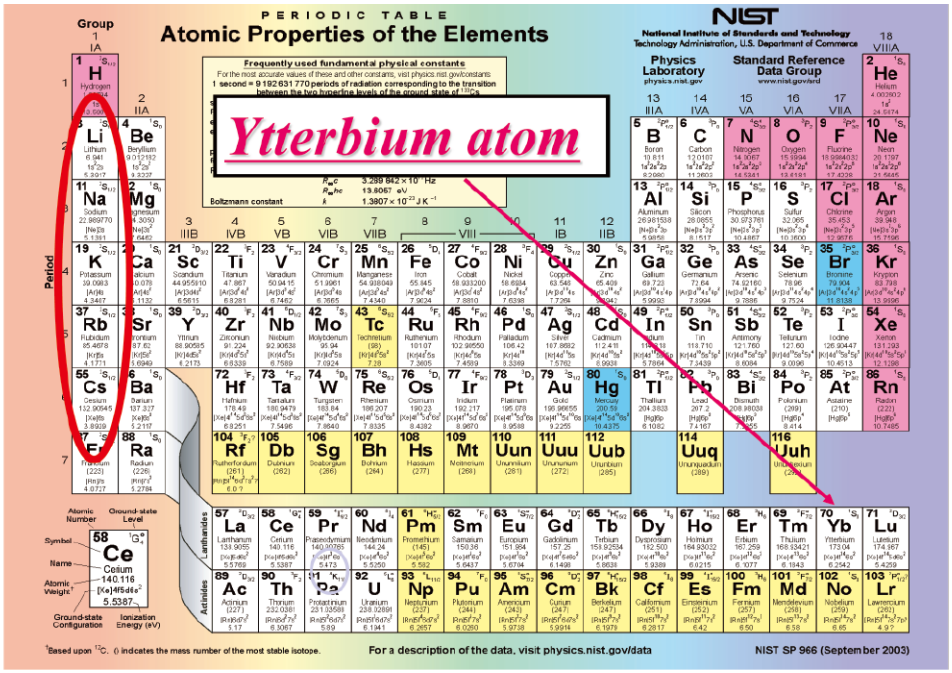

PERIODIC TABLE
Atomic Properties of the Elements
NIST
National Institute of Standards and Technology
Technology Administration, U.S. Department of Commerce
Physics Laboratory
physics.nist.gov
Standard Reference Data Group
www.nist.gov/srd
Frequently used fundamental physical constants
Ytterbium atom
Boltzmann constant
Group
Period
Lanthanides
Actinides
Atomic Number
Symbol
Name
Atomic Weight
Ground-state Configuration
Ground-state Level
Ionization Energy (eV)
For a description of the data, visit physics.nist.gov/data
NIST SP 966 (September 2003)

図 21

仏：パリ高等師範学校
（ダリバード教授）
独：ハンブルグ大学
（ゼンクストック教授）
ワシントン大学
（グプタ教授）
メリーランド大学
/NIST（ポルト教授）
独：マックスプランク研究所
（ブロッホ教授）
韓国ソウル大学
中国
伊：フィレンツェ大学
（イングッシオ教授）
京都大学
英：ダーラム大学
（コーニッシュ教授）

図 22

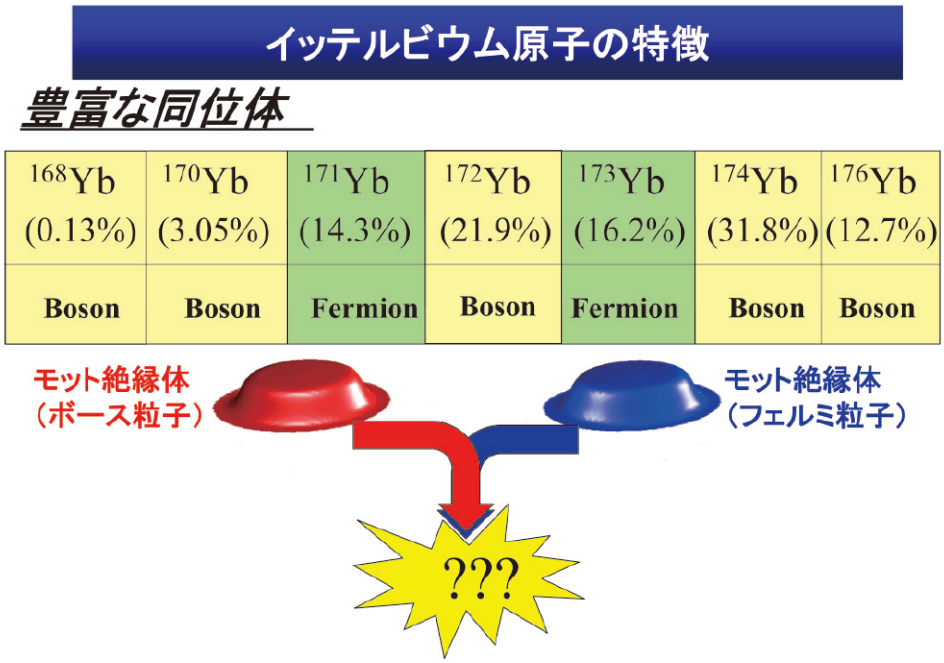


図 23

なんでイッテルビウムに我々が着目したか、また他の方たちも注目して今実験を始めているかといいますと、いくつか大きな特徴がありまして、その特徴の１つは同位体が豊富にあるということです（図 23)。ボソンが５種類あってフェルミオンが２種類あるので、ボソンを用意したりフェルミオンを用意したりというのが非常に容易になります。先程もちょっと述べましたが、ボソンとフェルミオンの混合系とかも容易に用意することができます。

我々はボソンのモット絶縁体とフェルミオンのモット絶縁体を同時に光格子に入れたらどんなことになるのだろうというのを研究しまして（図 24)、まずボース同位体のボース凝縮とフェルミ同位体のフェルミ縮退を用意してそれを３次元光格子に入れる。それをモット領域にしてあげて、その時にボソンの二重占有であるとかフェルミオンの二重占有であるとか、１格子点にボソンとフェルミオンが同時にいるような、そういう占有数をレーザー光でもって、精密に測定してあげる。そういった測定からこの例えばフェルミオンが比較的多いときには、今度はボソンがモットインシュレータとフェルミオンのモットインシュレータが相分離しているような、そういった強相関係が実現されている。フェルミオ

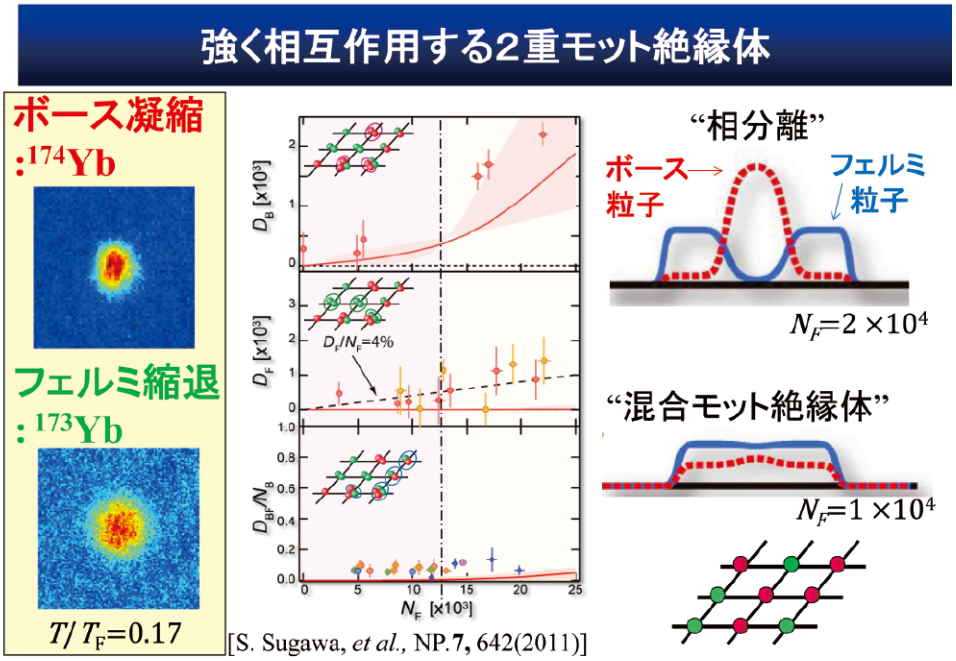


図 24

ンの数が少ないようなときには、それがボソンとフェルミオンが混ざり合って１つのモット絶縁体になっている。混合モット絶縁体、またはスーパーシンメトリックなモット絶縁体と呼んでいますが、そういったボソンとフェルミオンが協力し合って１つのモット絶縁体を作るようになる、そういう新しい強相関系ができているという実験を行いました。

豊富な同位体があると言いましたが、ボソンは核スピンは全部ゼロです。このフェルミオンはスピン 1/2 をもっていまして、このアイソトープ、^{173}Yb というアイソトープは核スピンが 5/2 をもっています（図 25）。スピン自由度があるわけです。原子間相互作用に関して核スピンというのは基本的に重要ではないので、ということは、原子間相互作用にスピンの依存性がないということを意味しているわけで、これは別の言い方をすると、SU(6)という非常に高いスピンの対称性をもった系になっているということですが、一方、固体の系で SU(6)対称性をもっているような系を用意しろと言われても中々難しい。きれいな対称性が成り立つ系というのは中々ないと思うのですが、原子系でイッテルビウムの系ではある意味奇跡的にこんな高い対称性のものが実現しているというものです。こう

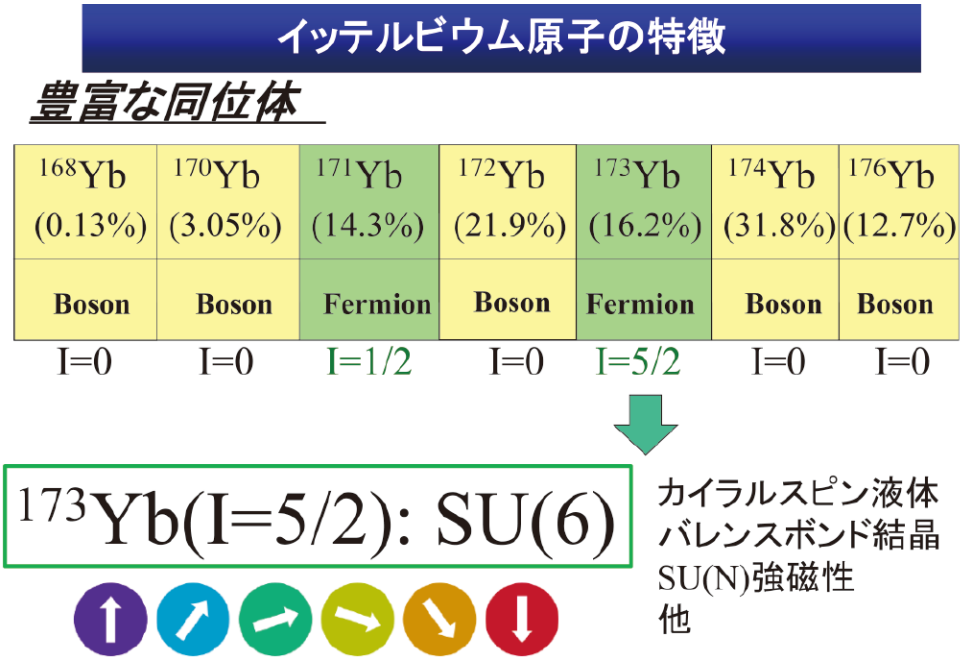


図 25

いういわゆる SU(N)の系というふうに呼んでいますが、それによる強磁性であるとかいろいろなエキゾティックな量子相が理論的には予言されています。

我々はこういったスピン自由度をもった系を光格子に入れる実験を量子シミュレーションということでやりましたところ、一見不思議な現象が見つかりました（図 26)。我々は光格子中の温度を精密に測定しました。2 成分のときと 6 成分のときとを比較したのですが、これで見てお分かりのように、6 成分の方が温度が低い、2 成分に比べて温度が低いという結果が得られて、スピン自由度が多い方が光格子中で原子の温度が冷えるということをこれは意味しているわけですけれど、そのようなことはあまり聞いたことがないわけです。スピン自由度が何か役割を演じるというのはあまり聞いたことがないのですが、実はポメランチュク冷却と呼ばれる方法が、超流動 ^{3}He の実現には使われていまして、重要な役割を演じているのが分かっています。例えばモット絶縁体状態とか固体 ^{3}He のときというのは粒子は局在しています。局在しているときには、スピンというのはどのような値でもとれる。スピンが大きなエントロピーを担うということで、格子系のエントロピーをスピンがもらってきてしまうので、その結果として格子系のエントロピーが下がって、温度が下

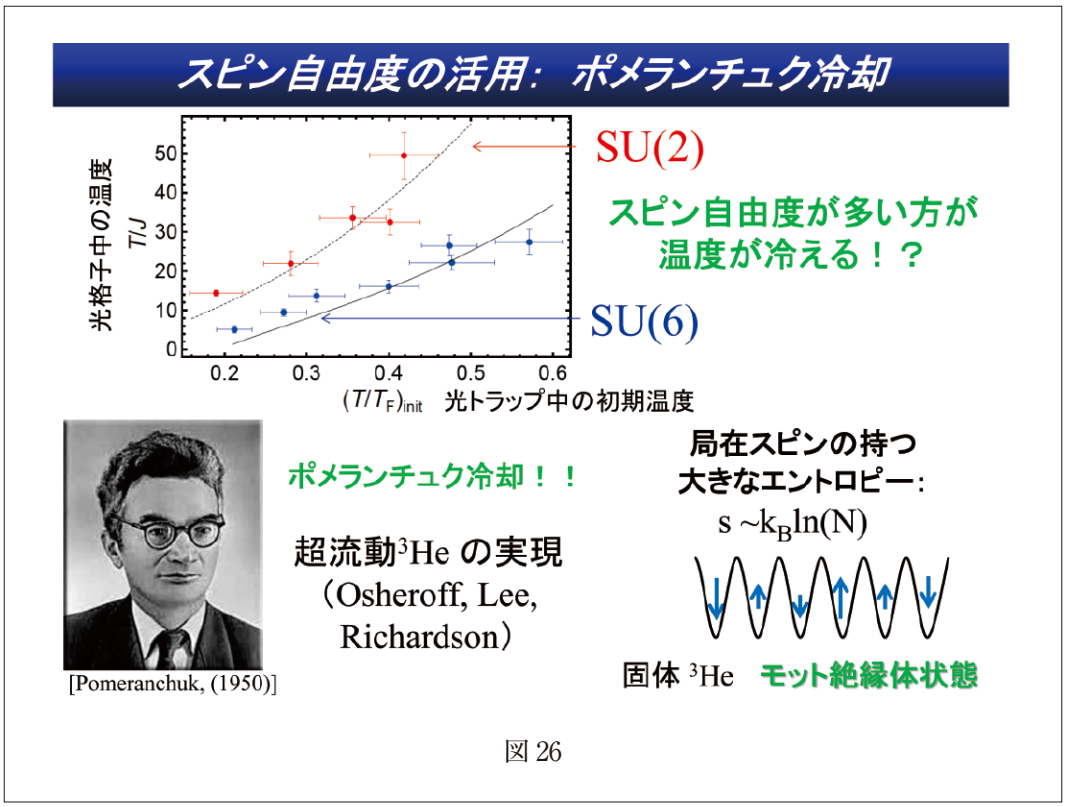


図 26

がる。これがポメランチュク冷却です。こういったポメランチュク冷却というのは、先程もありましたような SU(N)量子磁性相を実現するためにも重要な冷却法になっていると言えると思います。

2 番目のまとめをいたしますと（図 27)、光格子中の冷却イッテルビウム原子を用いてユニークな量子シミュレーションの研究は可能であるというふうに我々は思って研究を進めています。今日ご紹介したもの以外にもこんなテーマを、今やっております。最後にここに書いてあるのは量子シミュレーションと関係ないのですが、ちょっとこういったこともできると考えて、今研究を進めている最中です。

そういったテーマはここに（図 28）写っています我々の研究室のメンバーと一緒に進めております。

今日ご紹介しなかったテーマも含めて原子と光を究極的に極限的に量子制御をすることによっていろいろ面白いテーマが進行していますので（図 29)、原子物理学というのは今、非常に面白い、実りあるフェイズを迎えている、そういうふうに言えると思います。ご静

まとめ2

“光格子中の冷却イッテルビウム原子を用いて
ユニークな量子シミュレーション研究が可能である”

1）ボース・フェルミ2重モット絶縁体
2）SU（6）モット絶縁体
　　ポメランチュク冷却
3）超高分解能レーザー分光

現在進行中の研究テーマ：
　SU(6)量子磁性
　平坦バンドの強相関物理
　不純物問題（アンダーソン局在）
　新奇BCS状態
　量子断熱操作（トポロジカルポンピング、量子アニーリング）
　ボース凝縮体を用いた近距離重力の検証

図 27

図 28：　京都大学　量子光学研究室のメンバー

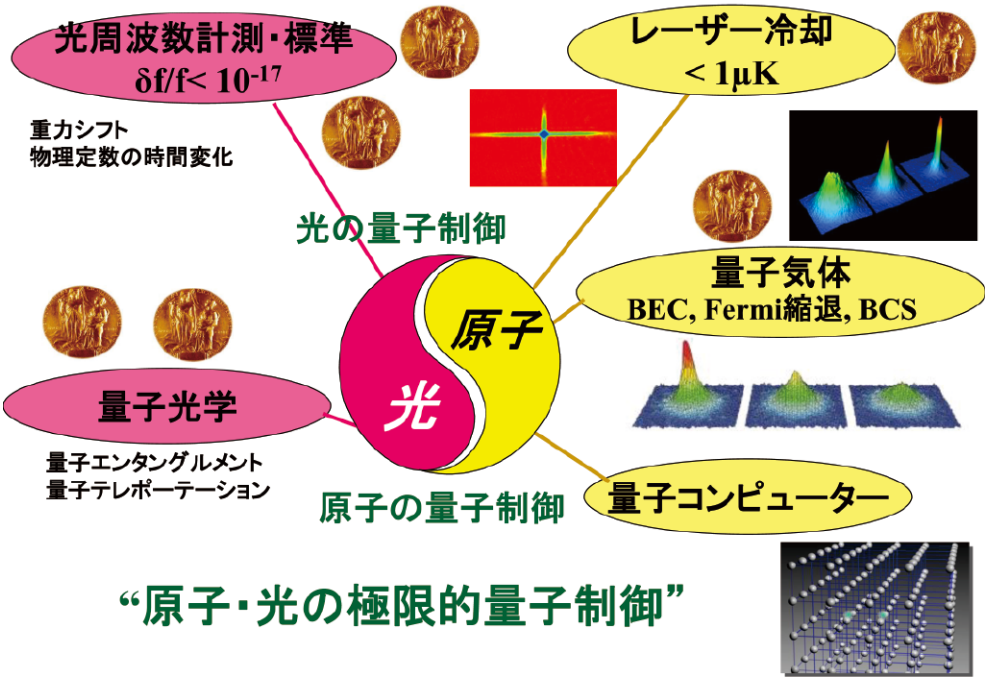


図 29

聴どうもありがとうございました。

質疑応答

（司会）高橋先生どうもありがとうございました。大変興味深いお話でしたけれども、では質問をいくつか受け付けたいと思います。質問のある方では手を挙げてください。　では篠原先生。

（質問者）興味深い話をどうもありがとうございました。最後にイッテルビウムを用いられていますけれども、ランタノイドとガドリなんかもアイソトープが多くて、ガドリニウムはだめなのでしょうか、こういう実験には。

（高橋）ガドリニウムは電子構造をちょっと、今、よく分かっていないのですが、可能かもしれません。ただレーザー冷却がうまいこといかないといけないので、それには光を吸って元のところにちゃんと戻ってくると、そういう閉じた遷移と呼んでいますが、そういう遷移があれば、同じように研究できると思います。例えばエルビウムとかジスプロシウ

ムはボース・アインシュタイン凝縮とかフェルミ縮退が実際実現できています。

（司会）他に何か質問は。では清水さん。

（質問者）どうもありがとうございました。ミールケ格子でしたっけ、今実験的にできていないということでしたけれども、何が困難になっているのかというところと、これからおそらくここに乗り出すのだと思いますけれども、どのくらいのタイムスケジュールでいけるかということをちょっと。

（高橋）格子系自体はそんなに難しくないのです。我々の今持っている実験技術で充分実現できると思っています。問題はオフサイト相互作用ですね。原子は同じ格子点になったときにはオンサイト相互作用を及ぼすことができるのですが、オフサイトの相互作用性というのは中々難しい。例えばダイポール相互作用を使う、そういうことが考えられたり、非等方なワニア関数の状態を使うとか、そういうのも今笠松さん達と一緒に検討しています。タイムスケジュールは今は何とも。

（司会）ではもう一つ、はい。

（質問者）途中で近距離重力の研究の話があったのですけれども、これは具体的にはどういう原子とか観測をやって、どれくらいの、例えば湯川相互作用みたいなのをチェックされるのではないかと私は思っているのですが、どういうことができるのかお答えいただきたい。

（高橋）我々が考えているのは、ナノメータくらいのところでの重力の補正項というのを今ターゲットにしていまして、近距離重力というのは精度の良い実験がないということで、我々のアプローチは原子を使ってやろうというものです。巨視的な物体を使ってそれを1ナノメータの距離に近づけるというのはいろいろな意味で困難がありますので、1ナノメータくらいだったら原子がちょうど良い。原子は再現性も制御性も不均一性も、という面でも非常に良い、ということで原子の間の束縛エネルギーを極めて精密に測定してあげると、それがポテンシャルを決定することに繋がりますので、そういった方向で実験を進めていまして、信号も精度良く結合エネルギーを決定することができていて、今そこまでです。

（司会） 高橋先生、ありがとうございました。さて、次の講演者は名古屋大学名誉教授の三田一郎先生です。先生は、2006年に名古屋大学を退職されるまで、ご研究と大学の運営に携わる中、多くの学生を育ててこられました。そして、素粒子物理学の発展に多くの貢献をされております。第10回井上学術賞、第55回中日文化賞、それから平成14年秋の紫綬褒章、J・J・サクライ賞など多数受賞されておりまして、1997年には「B中間子系でのCP対称性の破れの理論」で仁科記念賞を受賞されております。

本日は、「クォーク物理学の展開」という題名でご講演をいただきます。では、三田先生よろしくお願いいたします。

クォーク物理学の展開

三田 一郎

名古屋大学 名誉教授

ご紹介ありがとうございます。わたしとしても、この坂田・平田ホールでクォークの話をすることはこの上ない喜びです。クォークの展開をいろいろと見ていくと、名古屋大学で行われた研究との関連が多々あります。もし何か間違ったことを言ったら、小林さんや益川さんが直してくれると思いますので安心です。

クォークって何か？クォークとは今のところ最も基本的な素粒子です。クォークはどこにあるのでしょうか。簡単な例を述べますと、図1に示したように、水の分子を見たら、水素と酸素の原子で構成されていることが分かります。さらに酸素原子の中を見たら、原子核があってその周りに電子がまわっている。原子核は何で構成されているのだろうか。陽子と中性子だ。じゃ、陽子は何で出来ているのだろう。クォークと呼ばれる基本的粒子で出来ている。と言うように、クォークは物質の中の中にあります。ではクォークは何で出来ているかが、次の問題ですけれど、そのことについては、今のところ分かっていません。しかし、将来よりパワフルな加速器が出来てクォークを壊すことが可能になるかもしれません。ここでは、クォークが最も基本的粒子と仮定して、この仮定がクォーク物理学になる道について話します。

現在3世代、(u, d)，(c, s)，(t, b)、6個のクォークが存在します。クォークの話は軽い u, d, s と、重い c, b, t に分けられます。クォークには強い力、電磁気の力、弱い力が作用します[1]。

[1] もちろん質量をもっていますので重力も作用しますが、あまりにも弱いので無視できます。

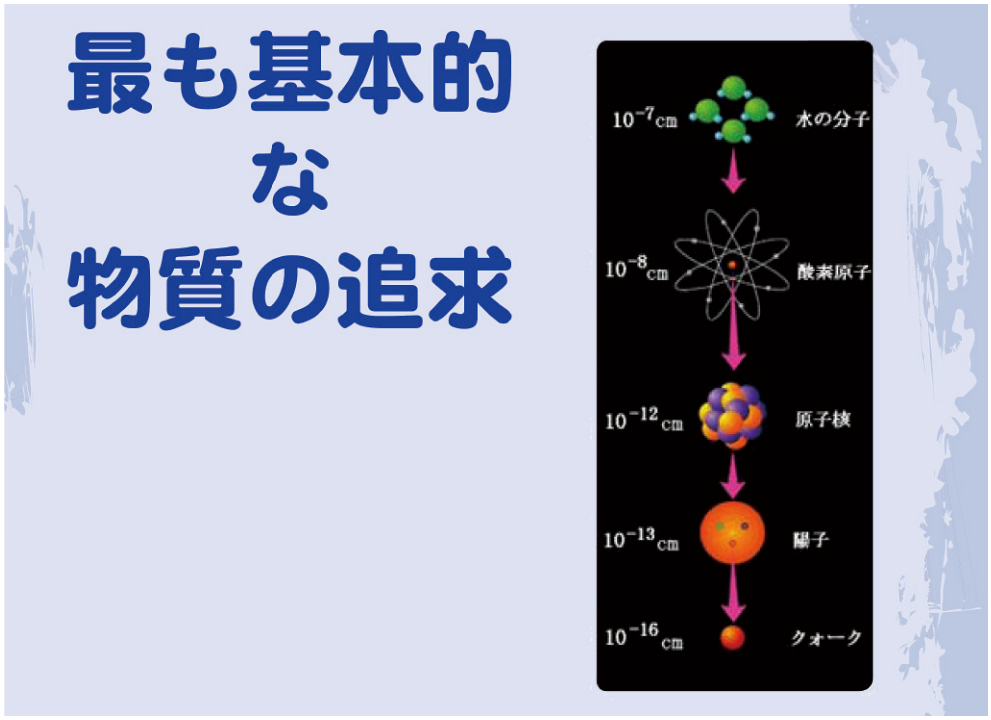


図 1：物質の中の中

ここでは強い力以外の力を近似的に無視した世界で軽いクォークがもつ対称性（クォーク模型）、そして電磁気の力と弱い力を統合した理論（標準理論）と全 6 個のクォークがからみ合って起こす CP 対称性の破れに絞って話します。

しかし、その前に反物質の存在、標準理論がもつ基本的な保存則なども説明する必要があります。次のような順番でこの話を進めたいと思います。

1. なぜ反物質が存在するのか
2. なぜ陽子と電子はいつまでも崩壊しないのか
3. 軽い素粒子のみの時代
4. 重いクォークの発見
5. 小さな物質と反物質の違い、CP 対称性の破れ
6. 大きな CP 対称性の破れ
7. その後と今後の展望

1　反粒子はなぜ存在するか

早速、上で述べた反素粒子についてお話します。反素粒子の存在は相対論的量子力学が複素数で書かれているところから証明できます。

力学や電磁気学は実数で書かれています。量子力学に進むと複素数が入ってきます。例えば量子力学で一番基本的な概念は不確定性定理ですが

$$[x,p]=i\hbar \tag{1}$$

となっていますね。ここに「i」があることがものすごく大事なのです。量子力学を学ぶとき何故ここに複素数が出てくるのか理解するようにして下さい。

量子力学に複素数が入ってくる必要があることから、反粒子の存在が予言できるのです。

山田先生が「大学生にわかるような話をしてくれと」言われたので、大学生の諸君に言います。皆さんは、じきに相対論的量子力学を学びます。荷電粒子が電磁気の中で運動する運動方程式は

$$\left[\left(\partial_\mu+i\frac{q}{\hbar c}A_\mu\right)\left(\partial^\mu+i\frac{q}{\hbar c}A^\mu\right)+\frac{m^2c^2}{\hbar^2}\right]\phi=0 \tag{2}$$

と書けます。この式を Klein・Golden 方程式と呼びます。ここで $A^\mu=(V,-A^x,-A^y,-A^z)$、V はポテンシャル、A^i はベクトルポテンシャルです。ϕ は質量 m 電荷 q の粒子の波動関数です。この式の複素共役をとると

$$\left[\left(\partial_\mu-i\frac{q}{\hbar c}A_\mu\right)\left(\partial^\mu-i\frac{q}{\hbar c}A^\mu\right)+\frac{m^2c^2}{\hbar^2}\right]\phi^*=0 \tag{3}$$

になります。つまり ϕ^* は質量が m で、電荷が $-q$ の粒子の波動関数です。もし質量 m で電荷 q の粒子の存在を認め、その粒子の波動関数を ϕ とすると ϕ^* も存在し、質量 m で電 $-q$ の粒子の存在も認めなければいけません。相対論的量子力学のちょっと込み入った式を見せてしまいましたが、重要なところは波動関数の複素共役は反粒子の波動関数であることです。

相対論的量子力学の枠内での複素共役の物理的意味が明確になりました。粒子の世界

（複素数の世界）が存在すれば反粒子の世界（複素共役の世界）も存在するのです。

2　なぜ陽子と電子は安定なのか

バリオン数

なぜ陽子は崩壊しないのか。それは「陽子が簡単に崩壊したらわたしたちが存在できないから」と言う議論は浅はかです。「陽子は人間と比較出来ないほど長い寿命をもつ」と言えば、陽子の崩壊する可能性を否定できません。陽子の崩壊を発見すればノーベル賞です。陽子の崩壊を我先に発見しようと競争は 70 年間続いています。様々な業績を残したことで有名なカミオカンデも、元をただせば陽子の崩壊を観測する測定器でした。未だかって陽子の崩壊は見つかっていません。最近の観測によると陽子の寿命は宇宙の寿命の 5×10^{22} 倍以上です[1]。

これは「偶然長い」とは言えない寿命です。なぜこんなに長いのか。何か法則があるはずです。今のところ、バリオン数と名付けた量子数の存在を仮定します。現在知られている陽子、中性子、Λ、などはバリオン数を持ちます。現在観測されている力、強い力、電磁気力、弱い力はバリオン数を保存します。陽子はバリオン数 +1 を持っているので他のバリオン数 +1 を持っている粒子に崩壊する必要があるのです。でも陽子より軽いバリオン数 +1 を持っている粒子はないのです。「だから寿命が長い」。この議論はなにかインチキくさく聞こえます。電荷の保存は理論のゲージ不変性で説明できます。だから同じようにバリオン数は電荷と同じように保存されると考えます。もしバリオン数が保存されていなければ、そこから新しい物理学が生まれるでしょう。

レプトン数

電子の崩壊は陽子の崩壊と同じように観測されていません。電子とその相棒たち、e, μ, τ とそれぞれのニュートリノ、ν_e, ν_μ, ν_τ はレプトン数をもつと仮定されています。これらの粒子には電磁気力と弱い力のみが作用され、レプトン数は保存されています。上記に述べたようにもしレプトン数が保存されていなければ、ここから新しい物理学が生まれるでしょう。

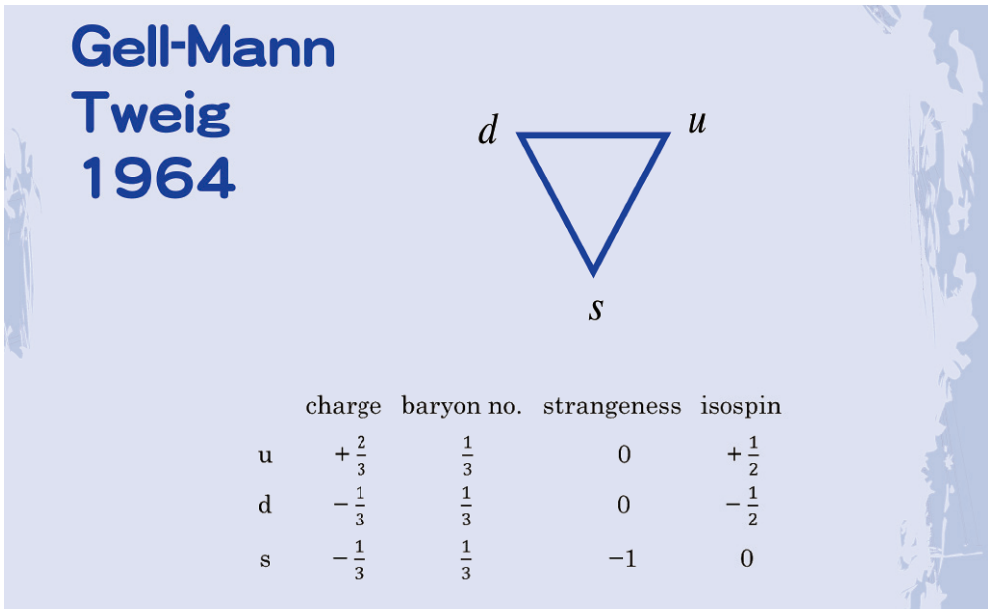
3　軽い素粒子のみの世界

1974 年にチャーム・クォークが発見されます。ここではチャーム・クォークが発見される前の時代の話をします。

3.1　Gell-Mann Zweig クォーク模型

1964 年に Gell-Mann と Tweig が、(d, u, s)、u：アップ・クォーク、d：ダウン・クォーク、s：ストレンジ・クォークのクォーク模型を提唱しました。電荷は（－ 1/3, 2/3, － 1/3)、それからバリオン数（1/3, 1/3, 1/3）です。レプトン数はもちません。これら３個のクォークは SU(3)群の基本表現を構成します。SU(3)群や対称性について詳しく説明しません。必要がないからです。まず正三角形の３頂点に（d, u, s）を図２に示したようにおきます。

クォークのバリオン数は 1/3 ですから３個のクォークの束縛状態がバリオン数＋1 を持つ陽子や中性子なのです。



	charge	baryon no.	strangeness	isospin
u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	$+\frac{1}{2}$
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{2}$
s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	0

図２：Gell-Mann・Zweig のクォーク模型

3 個のクォークの束縛状態を群論で表すと

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 8 + 8 + 10 + 1 \qquad (4)$$

となります。ここでは詳しいことを説明しませんが、図 3 に示したように octet と呼ばれる 8 個のバリオンと、decuplet と呼ばれる 10 個のバリオンが存在することを予言します。

そして、図 4 に示したように、3 個のクォークの反粒子（$\bar{d}, \bar{u}, \bar{s}$）を上下反対にした三角形で示します。この二つの三角形を掛けることによって 9 個の素粒子の存在が示せるのです。8 個の中間子は Octet（K^0、K^+）、（K^-、K^0）、（π^+、π^0、π^-）、そして η となり最後に singlet と呼ばれる η' の存在が示せます。

もしクォーク模型が正しかったら、すでに存在が確認されている粒子を説明することは不可欠ですが、その正しさを本当に示すにはまだ発見されていない素粒子の存在を予言することです。SU(3) 模型の場合、図 3 に示されている 3 個の s クォークの束縛状態 Ω^- は未発見でした。その後この素粒子が発見されたことによって SU(3) 模型の正しさが示され、Gell-Mann がノーベル賞をもらったのですね。Zweig はどうなったのでしょうか。

なぜクォークは発見されないのか

電荷が $-\frac{1}{3}$ や $\frac{2}{3}$ の素粒子が存在すればミリカンが油滴の実験で観測できるはずです。僕が学生の頃、何回もこのような実験のセミナーを聞きました。今でも思い出に残っている実験があります。クォークの密度は他の粒子よりも高いはずである。宇宙線が海に入射されれば海の底に沈むだろう。海の底で貝の食物にクォークが混ざり、貝殻にクォークが溜まるはずだ。このような発想のもとに貝殻を細かい粉にしてミリカンの油滴実験を行いましたがクォークは発見できませんでした。

クォークは 3 色のカラーを持ちます。クォークとクォークの間には強い力が働きますが、これは色をもつクォークの間をグルーオンが媒介されて作用する力です。この理論は量子色力学（Quantum Chromo Dynamics, QCD）と名付けられました。強い力が作用する振幅は摂動論では計算できません。最近のコンピュータ技術の発展で、無色の素粒子のみが単独で存在できることが示されました。ですから単独のクォークは存在しません。

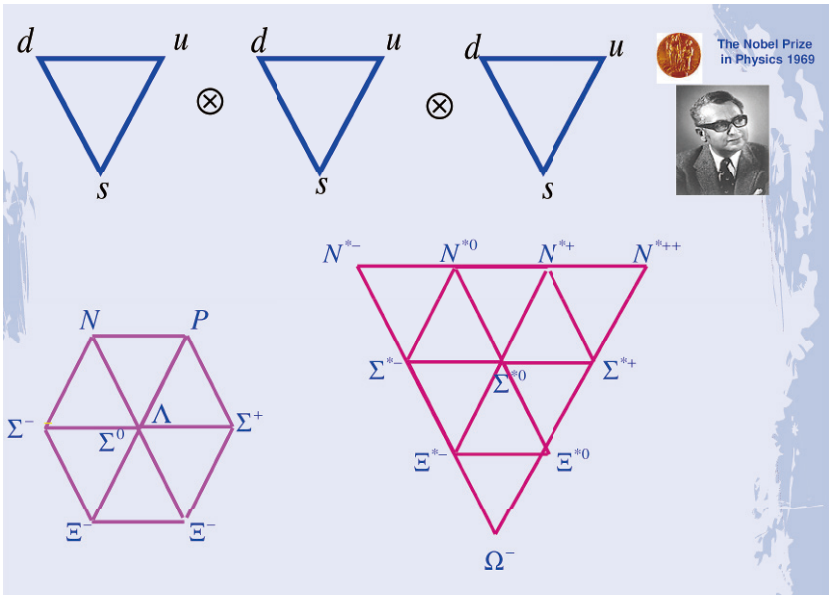


図 3： 3 個のクォークの束縛状態は 8 個のバリオン（Octet）と 10 個のバリオン（decuplet）

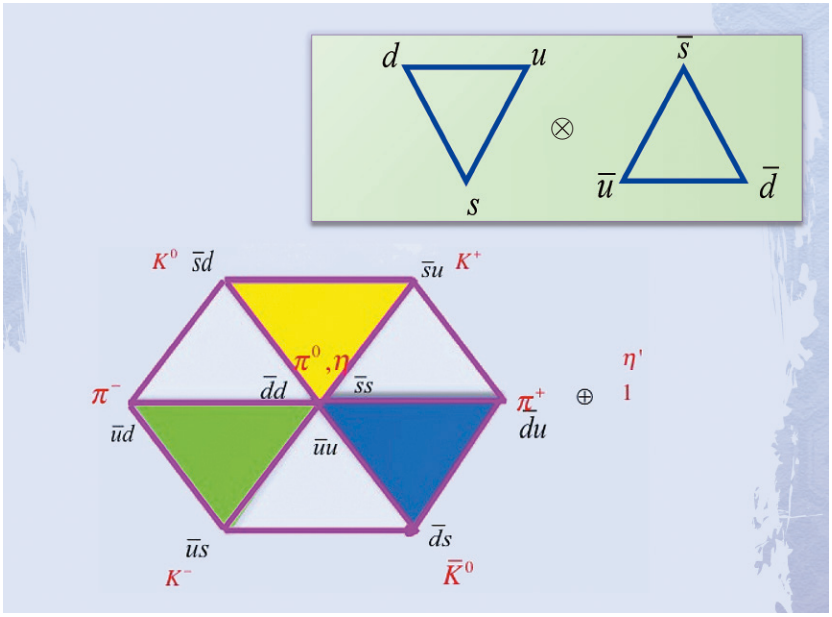


図 4： 9 個のメソンはクォークと反クォークからできている。

3.2　坂田モデル

クォーク模型の生みの親は Gell-Mann と Zweig ではなく、$SU(3)$ クォーク模型の 9 年も前に坂田模型を提唱した坂田さんでした。1955 年までに、サイクロトロンと呼ばれる素粒子の加速器によって様々な素粒子が発見されました。どの粒子が基本的な素粒子か分からないまま、粒子の数だけ増えていきました。その時、坂田さんが 3 個のバリオン、中性子、陽子、Λ が最も基本的な素粒子とする模型を提唱されました。

当時知られていた素粒子は陽子、中性子、Λ、Σ、Ξ、π 中間子、K 中間子らです。

中間子をクォークと反クォークの束縛状態と考えます。反クォーク $\bar{P}$、$\bar{N}$、$\bar{\Lambda}$ はバリオン数 -1 を持ちますから、中間子はバリオン数を持ちません。図 5 にあるように（π^+、π^0、π^-）$=(P\bar{P}, N\bar{N}, N\bar{P})$、（$K^+$、$K^0$）$=(P\bar{\Lambda}, N\bar{\Lambda})$。それから、（$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$）$=(P\Lambda\bar{N}, N\Lambda\bar{N}, N\Lambda\bar{P})$、（$\Xi^0, \Xi^-$）$=$（$\Lambda\Lambda\bar{N}$, $\Lambda\Lambda\bar{P}$）となります。この模型ではバリオンが足りません。坂田模型は図 4 に示されている Ω^- バリオンの存在と矛盾します。

しかしながら、非常に重要な事は、1959 年に池田さん、大貫さんと小川さんは 3 つの粒子（N, P, Λ）を基本表現として、SU(3) 対称性を素粒子論に持ち込んだことです。

ここで、ちょっと考えましょう。なぜ坂田グループは基本粒子であるクォーク、そして

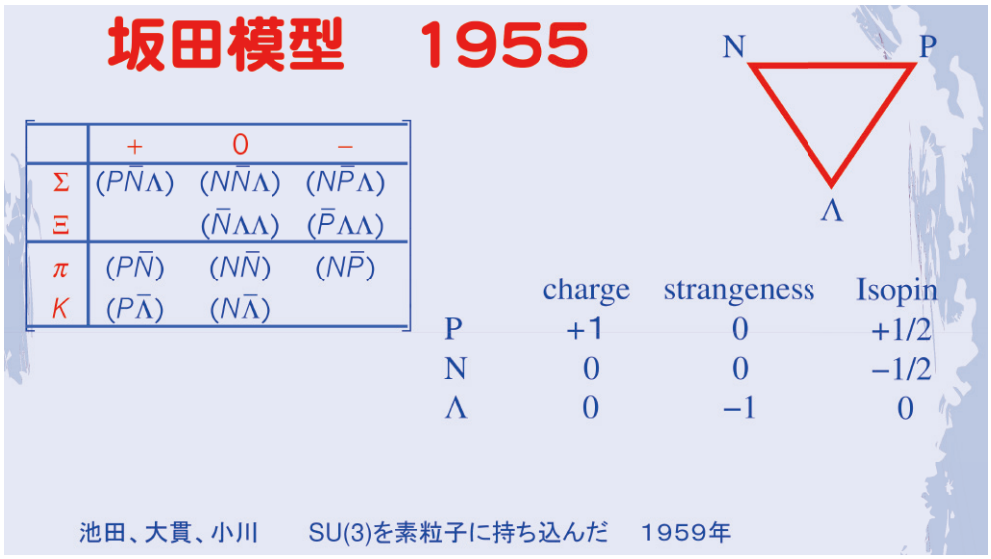


図 5：坂田模型

群論と素粒子論の関係、SU(3)対称性、に気づいていながら正しい模型にたどり着かなかったのか。坂田グループは整数の電荷をもち、すでに存在する粒子を最も基本的な素粒子、クォーク、とすることにこだわりました。電荷$\frac{2}{3}$や$-\frac{1}{3}$の素粒子の存在を予言するには勇気がいります。そして理由はもう一つあります。坂田先生は当時、大学の運営で非常に忙しかった。もう少し研究者として基本粒子を追及したら、Gell-Mann と Zweig ではなく、坂田グループが正しいクォーク模型にたどり着いた可能性があります。Gell-Mann Zweig の $SU(3)$ クォーク模型の発見は 1964 年で、坂田モデルが発表されたのは 1955 年ですから、充分時間はあったのです。残念なことです。

電荷$\frac{2}{3}$や$-\frac{1}{3}$の壁

上で述べたように、電荷$\frac{2}{3}$や$-\frac{1}{3}$のクォークを考えるのも高い壁だったのです。Gell-Mann もクォーク模型を提唱するのに苦労しました。米国の素粒子論を仕切っていたのは Chew と Goldberger という非常に有名な先生たちでした。ちなみに、僕も Goldberger の学生でした。この人たちは、「クォークなんて無い、場の理論は素粒子論で使えない。」と言って自分たちの特殊な哲学を弟子たちに押し付けていました。ですから、Gell-Mann も多分、「場の理論でクォークという整数ではない電荷をもつ基本粒子がある」と言いだし、彼らにすごく怒られたのでしょう。そして、Gell-Mann は「クォークは実在しない」と彼の本に書いています[2]。Gell-Mann はさらに言っています。「我々は数理的理論を構築する。この理論は、真実とは全然関係ないものかもしれない。その理論から、代数的な関係式を導いた後、理論を捨ててしまう。」と。

彼は更に説明します。「ここで行っていることは高級フランス料理で行われていることとよく似ている。子牛の肉を２枚の雉の肉でサンドイッチする。３枚の肉を料理した後、雉の肉を捨ててしまう。残った肉には雉の肉の香りが染み込み、実に美味しい子牛の料理ができる。クォークは捨ててしまう雉の肉と同じだ。クォークを使って理論を作り、素粒子の質量なども計算できるようにして、その後クォークを捨ててしまうのだ」と言っているのです[2]。

---

[2] 格好いいこと言いますね。物理とは関係ないことですが、「Gell-Mann」とは親からもらった名前はではありません。元の名前は、Gelman でした。この名前をもっと格好良くするためにスペルを変えて「—」を入れたのです。

振り返ってみれば地球の裏側の名古屋大学では Goldberger や Chew に影響を受けず自由な発想で研究ができ、基本粒子の存在を信じていました。この自由な発想と基本粒子であるクォークに対する熱い思いが小林・益川理論に至ったのでなないでしょうか。

4　重いクォークの発見

今まで u, d, s と軽いクォークの物理学を話してきました。$SU(3)$ クォーク模型は 3 個の質量が $1GeV$ に比べて軽いクォークに有効な模型です。1974 年に発見されたチャームクォークの質量は $1.3GeV$ ですからチャームクォークを含むクォーク模型の対称性は近似的にも存在しません。

4.1　場の理論の中のクォーク模型

クォーク模型よりも、もっとすごい発展がありました。マックスウェルが磁気の力と電気の力を統合したように、1967 年、チャームが発見される 7 年前、チャームクォークの存在を仮定して、ワインバーグ、グラショー、サラムによって電磁気力と弱い力の統合する理論が発見されました。群 $SU(2) \otimes U(1)$ をベースにゲージボソン $W^{\pm}$、Z、γ、そしてその対称性が Higgs でボソンで自発的に破れる理論です。

今まで固有な質量 (m_d, m_s) を持った d と s クォークの話をしてきましたが、弱い相互作用は両クォークの混合状態

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \tag{5}$$

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} \tag{6}$$

の間を W ボソンが媒介して起こります。式 6 に出てくる行列 V はユニタリーであることが示され、混合行列と呼びます。

この理論で導かれる弱い力の相互作用を式 7 に書きました。W ボソンを媒介して $N \to Pe\bar{\nu}_e$ と $\Lambda \to Pe\bar{\nu}$ β 崩壊に寄与するハミルトニアンは

$$H=\begin{pmatrix}\bar{u}\\ \bar{c}\end{pmatrix}\gamma_\mu(1-\gamma_5)V\begin{pmatrix}d\\ s\end{pmatrix}igW^\mu \qquad (7)$$

です。

図 6 に $N(udd$ の束縛状態)と Λ (uds の束縛状態)の β 崩壊 $N\to Pe\bar{\nu}_e$ と $\Lambda\to Pe\bar{\nu}$ を描きました。$N\to Pe\bar{\nu}_e$ の崩壊では d' の中の d クォークが W ボソンを媒介して u クォークに遷移して、W が $e^-\ \bar{\nu}_e$ に遷移します。$\Lambda\to Pe\bar{\nu}$ の崩壊では d' の中の s クォークが W ボソンを媒介して u クォークに遷移して、W が $e^-\ \bar{\nu}_e$ に遷移します。

4.2　CP 対称性と位相の存在

さて CP 対称性を話す準備が出来ました。ハミルトニアン H はエネルギー演算子であり、H はエルミートです。つまり $H=H^\dagger$ です[3]。全ての粒子をその反粒子に変換する演算子を CP 演算子と呼びます。粒子の運動や遷移を支配する演算子を h と名付けます。そうする

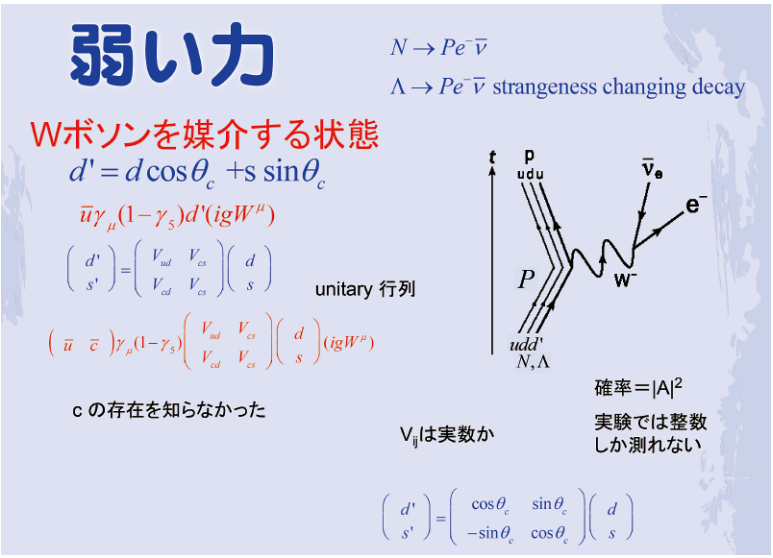


図 6：Λ は (u, d, s) の崩壊と N の崩壊は $(u, d. d)$、$d'=d\cos\theta+s\sin\theta$

[3] $H^\dagger$ は H のエルミート共役です。

と $CPhCP^{\dagger}=h^{\dagger}$ であり、$h^{\dagger}$ は反粒子の運動や遷移を支配する演算子であることを示すことができます。h と $h^{\dagger}$ を用いてエルミート行列であるハミルトニアンを書くと

$$H=ch+c^{*}h^{\dagger} \tag{8}$$

となります。c は任意の複素数です。

もし宇宙と反宇宙の区別がつかないならば $CPHCP^{\dagger}=H$ が成り立ち、宇宙は CP 対称性をもつと言います。反宇宙にも反人間である反私たちが存在し、反地球で今と全く区別つかない生活ができているかも知れません。

式 8 が成り立つならば

$$CP\,H\,CP^{\dagger}=CP(ch+c^{*}h^{\dagger})\ CP^{\dagger}=ch^{\dagger}+c^{*}h \tag{9}$$

となります。従って $c=c^{*}$ つまり c が実数であれば（位相がなければ）$CPHCP^{\dagger}=H$ がなりたち、物質宇宙と反物質宇宙にまったく区別がつきません。ここで示したかったことは CP 対称性の破れとハミルトニアンに含まれる位相には何らかの関係があることです。つまり CP の物理学は位相の物理学なのです。そこで物理学のどこに位相が入るか考えてみましょう。

4.3　位相はどこに

まず電磁気の力を考えましょう。アップ・クォークと光の散乱振幅はクォークの電荷 $+\frac{2}{3}e$ に比例しています。電磁気学では e は電子の電荷で実数である、と何も説明なく学びました。なぜ電荷は実数なのでしょうか。図 7 ではアップ・クォークと光の散乱の確率を計算する Feynman graph です。実験では、粒子の種類、数、運動量などを測定します。実験で測定できる物理量はすべて実数です。ですから、この e が仮に複素数であっても、物理量は e の符号と大きさだけで計算できるはずです。e の位相は物理量の計算に出てこないので実数と定義できます。だから、電磁気では、電子の電荷は何々クーロンと実数で与えられるのです。

式 6 に示した混合行列はユニタリーですが、一般的にこの行列の要素は複素数で位相を

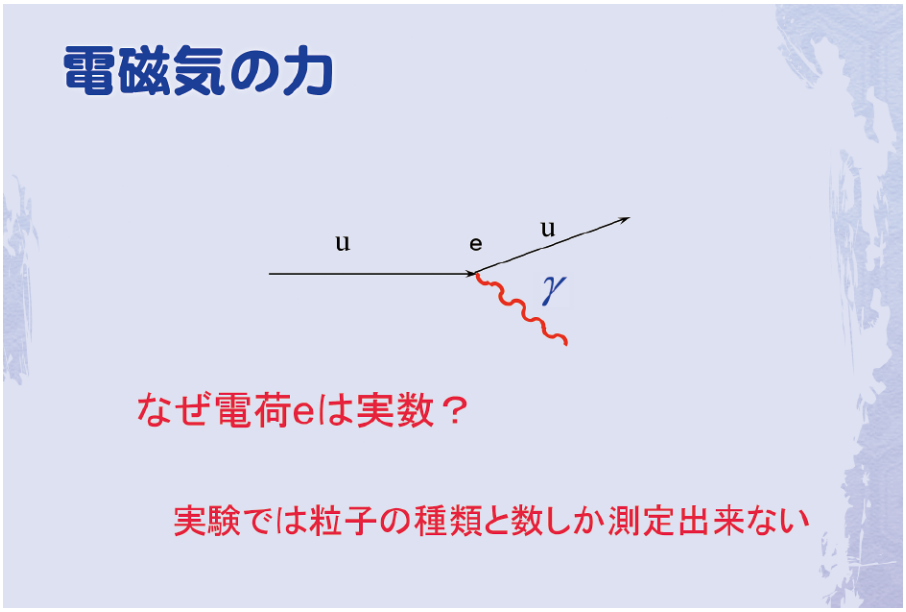


図 7：電磁気の力は e に比例します。なぜ電荷 e は実数なのでしょうか

もっています。さらに式 7 に登場するクォークの場 u, d, s, c は一般的に位相をもっています。このハミルトニアンから散乱断面積や他の物理量を計算してもクォークの場がもつ位相は物理量に現れません。従ってクォークの場がもつ位相を調整することによって観測可能な物理量に何も影響を与えずに

$$V = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{10}$$

と書けるのです。

式 7 に出てくる混合行列の要素 V_{ij} を式 10 のように実数で書けることを 1973 年に示したのは小林さんと益川さんでした。さらに、彼らは三世代のクォークが存在したならば、混合行列 V が 3×3 になり、複素数 9 個の要素を持ち、6 個のクォークの位相を調整しても、混合行列に一つ位相が残ることを発見しました。この位相が CP 対称性を破るのです。

初めて僕が小林益川理論の論文を読んだとき、自然がこの理論を選ぶ可能性は小さいと思いました。なぜなら当時 u, d, s と 3 個しかクォークが観測されていないのに、6 個の

クォークが存在するというのです。同じ理由で 4 個のクォークを必要とする Glashow・Salam・Wineberg 理論も怪しいと思っていました。

Goldberger を師匠とした僕と名古屋の研究者の違いは図 8 に示した 1 個のチャームのイベントを 1971 年に持っていたことだと思います。多分、名古屋大学ではチャーム・クォークの存在は常識だったのだと思います。ですから Wineberg-Salam 理論も快く受け入れられ、6 個のクォークがある Wineberg-Salam 理論を書けたのでしょう。

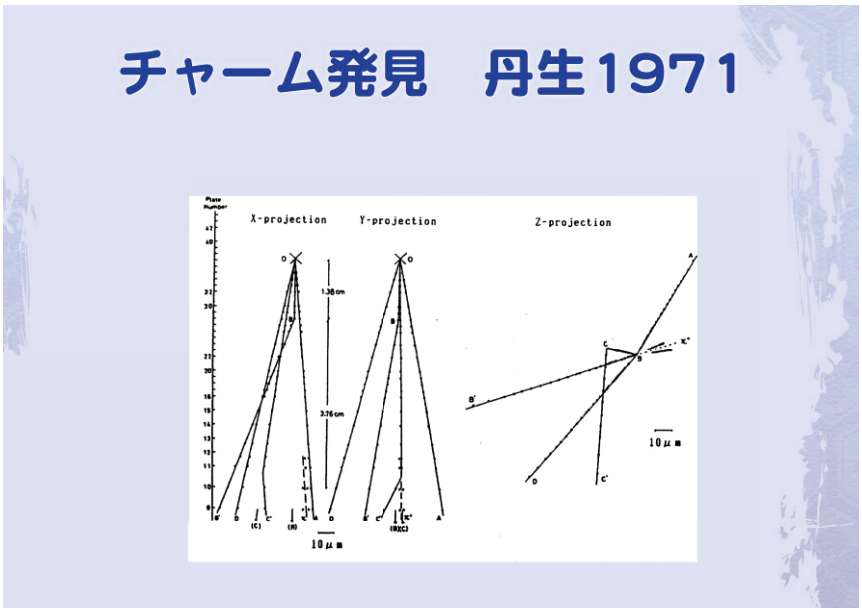


図 8：丹生さんのチャームエベント

4.4　チャームクォークの発見　11 月の革命

1974 年 11 月にチャームクォークが実際に発見されました。丹生さんの発見は、残念なことに学会でしか発表されていませんでした。

僕がコロンビア大学でポスドクをしていたとき、偉い先生、Lederman がウランに陽子を照射し、終状態に μ^+ と μ^- が含まれているイベントを観測する実験をしていました。

$$P + \text{ウラン} \rightarrow \mu^+ \mu^- + anything \qquad (11)$$

「*anything*」とは「$\mu^+\mu^-$」だけを観測して、他に放出された粒子たちのことは問わないと言う意味です。もし X という素粒子がこの散乱で生成され $X \to \mu^+\mu^-$ に崩壊すればこの実験で発見できます。彼はある日の午後、僕に図 9 の Ledermen's Shoulder とラベルしたグラフを見せて、「これはな、もう少し高いエネルギーで実験すれば大発見する証拠だ。」と言っていました。後ほど「残念」と言う気持ちでこの図はレダマンの肩と名付けられました。

なぜ残念だったか。直後に Ting が同じ実験を Brookhaven で行いました。ただし、$\mu^+\mu^-$ の代わりに e^+e^- でやったんですね。$\mu^+\mu^-$ のエネルギーよりも e^+e^- のエネルギーの方が正確に計れるのです。$J \to e^+e^-$ はレダマンの肩の代わりに「Discovery of J at Brookhaven」とラベルした写真のようにある針のような山を出しました。Ting が発見した粒子を自分の名前「丁」にちなんで J 粒子と名付けました。レダマンの実験では $\mu^+\mu^-$ のエネルギーの測定誤差が大きすぎて針のような山が肩のような格好にしか見えなかったのです。

同時にですね、スタンフォードで同じ発見をしました。これは e^+e^- の正面衝突の実験で「Discovery of ψ at SLAC」とラベルしたグラフに示されています。SLAC と Brookhaven では実験状況が違い、Ting の実験は無数に生成される粒子の中から $J \to e^+e^-$

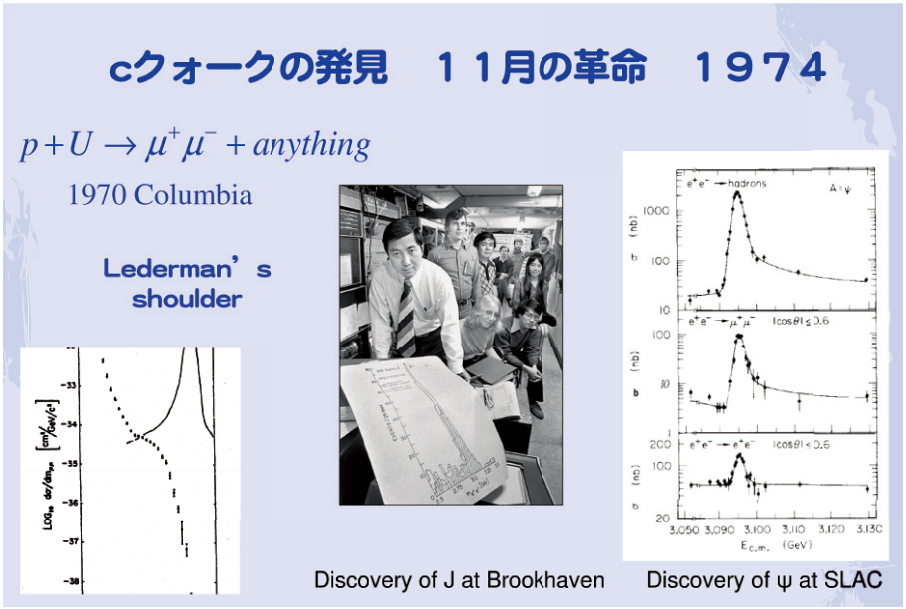


図 9：チャーム・クォークの発見－ Ting と SLAC の競争

を探し出すので約1年かかりますが、SLACの実験は$e^+ + e^- \rightarrow \psi$と他にバックグラウンドが無く、散乱断面積が$\psi$の質量のところで山のようになります。質量さえ分かれば1日で発見できるのです。

実験結果は発表する前に、あらゆる側面から本当の発見か確認する必要があります。Tingの実験結果を確認するには約1年かかります。ですからTingはSLACより1年以上先にこのデータを持っていたのですね。Tingは、もし彼の結果がSLACに漏れたら絶対に競争に負けることを分かっていました。必死になった彼は共同研究者たちに絶対にこの結果を外に漏らさないようにと命じました。写真の後ろに写っているWuさんは物理学者であるご主人にもこの発見について1年間も話しませんでした。

ある日、TingがSLACに行ったときのことでした。SLACのデータにもこの山があるのに気付き[4]、Tingはその日のうちに論文を投稿するように共同研究者たちに電話で指示しました。Tingが発見したJとSLACが発見したψは同粒子で同時に発見されたのでJ/ψと名付けられました。J/ψはチャームと反チャームの束縛状態です。TingとSLACのRichterはチャーム・クォークの発見で1976年にノーベル賞を受賞しました。

この発見は素粒子物理学の革命的発見として今でもその驚きが僕の頭の中に深く刻まれています。だってChewは質量が$2GeV$以上の素粒子は絶対存在しないと言い、僕は彼の言葉を信じていたのです。僕にとって、さらに多くの研究者にとって、チャームの発見は新しい素粒子物理学の発見でもありました。

スタンフォードの連中は、ものすごい。図10は駐車場に建設した加速器です。もし雨が降ったらビニールを掛けるんです。そして、この加速器で2個もノーベル賞を受賞したのです。τの発見とそれから上記のJ/ψの発見。

4.5　3世代目のクォークが発見された

それから、Ledermanの話の戻りますが、より高いエネルギーで陽子を加速できる加速器がFermilabに建設され、彼は同じ実験を続け、1976年に図11に示したΥを発見しました。彼の名前、Leon、の前に「oops」をつけて「ウップス・リオン」としてギリシャ文字Υ「ウプシロン」とつけたのです。以前彼が間違った発見をして人々は彼が発見した

[4] これはあくまでも僕の推測です。SLACの研究者が独自にψを発見した可能性も十分あります。

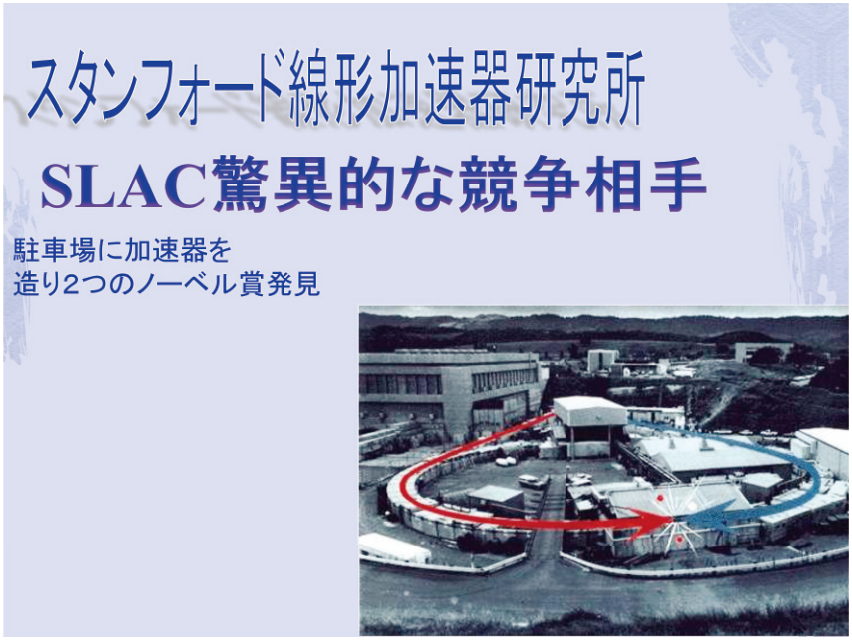


図 10：チャーム・クォークの発見 – 駐車場に建設した電子・陽電子衝突型加速器

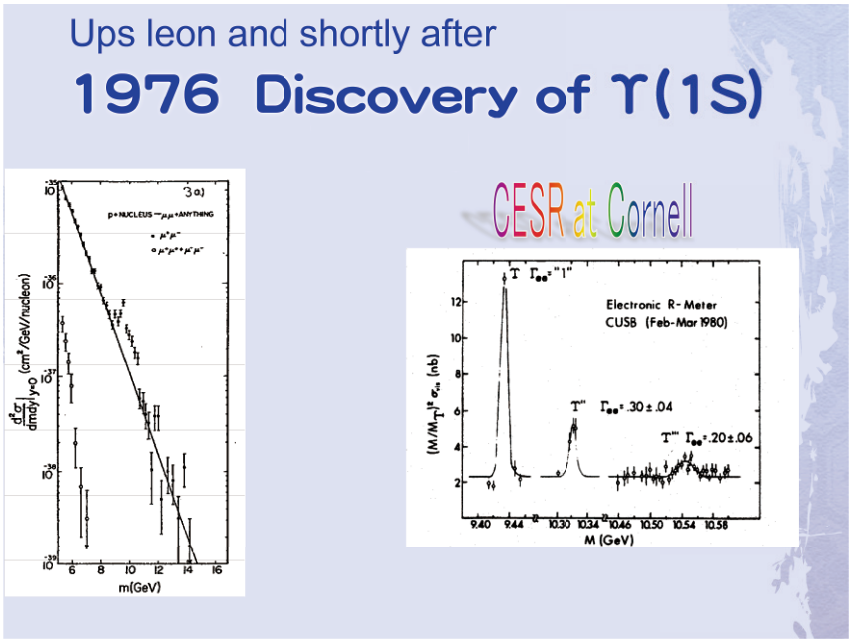


図 11：やっとレダマンが b クォークを発見した

架空の粒子を「Oops Leon」と呼んでいました[5]。Υ は b クォークと反 b クォークの束縛状態です。1 世代（u, d）、2 世代目の（c, s）、三世代目の（t, b）。b クォークが見つかったのです。疑い深い僕でも未発見のトップ・クォークの発見は時間の問題と考えるようになりました。

5　小さな CP の破れ

5.1　$K^0 - \bar{K}^0$ 混合

K^0 中間子は s と $\bar{d}$、$\bar{K}^0$ 中間子は $\bar{s}$ と d の束縛状態です。図 12 に示したように s と $\bar{d}$ の対は K^0 中間子の中で W ボソンを媒介して $u\bar{u}$ の対になります。u と $\bar{u}$ は色を持ち、個別に観測できません。真空から $d\bar{d}$ の対が生成され、各々が無色である $\pi^+\pi^-$ の対ができます。同じように $\bar{s}$ と d の対は $\bar{K}^0$ の中で W ボソンを媒介して $u\bar{u}$ の対になります。そし

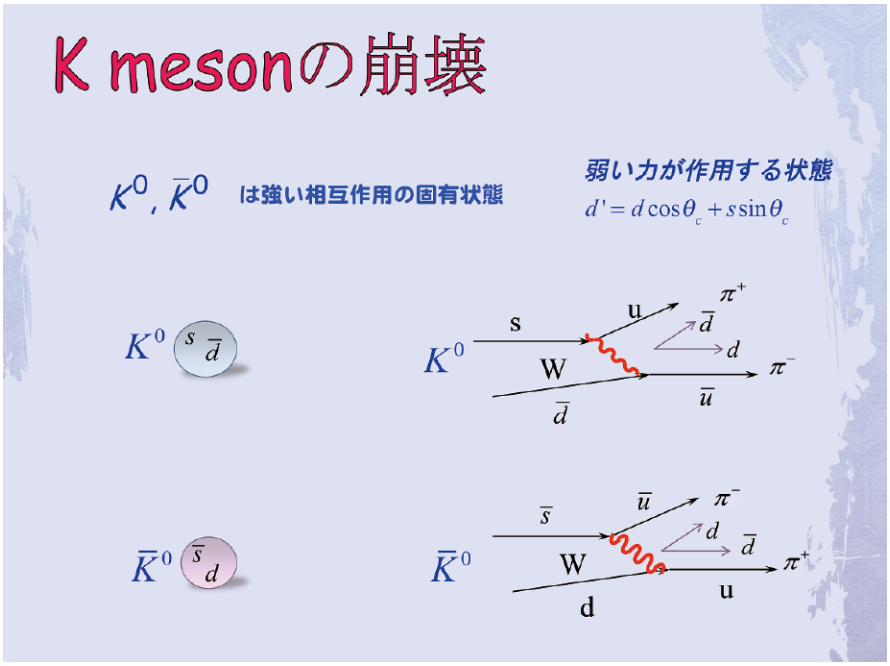


図 12：K^0 と $\bar{K}^0$ の崩壊

[5] Oops とは日本語で「おっとどっこい」の「おっと」です。

て真空から $d\bar{d}$ の対が生成され、$\pi^+\pi^-$ の対に崩壊します。

つまり K^0 と $\bar{K}^0$ は同じ状態

$$K^0 \to \pi^+\pi^- \tag{12}$$

$$\bar{K}^0 \to \pi^+\pi^- \tag{13}$$

に崩壊します。

強い相互作用では K^0 と $\bar{K}^0$ はお互いに独立した粒子ですが、弱い相互作用によって

$$K^0 \to \pi^+\pi^- \to \bar{K}^0$$

と混合します。この現象を $K^0-\bar{K}^0$ 混合と呼びます。図 13 に遷移 $\bar{K}^0 \to u\bar{u} \to K^0$ を示すファイマン・グラフが示されています。このグラフを Box グラフと呼びます。Box グラ

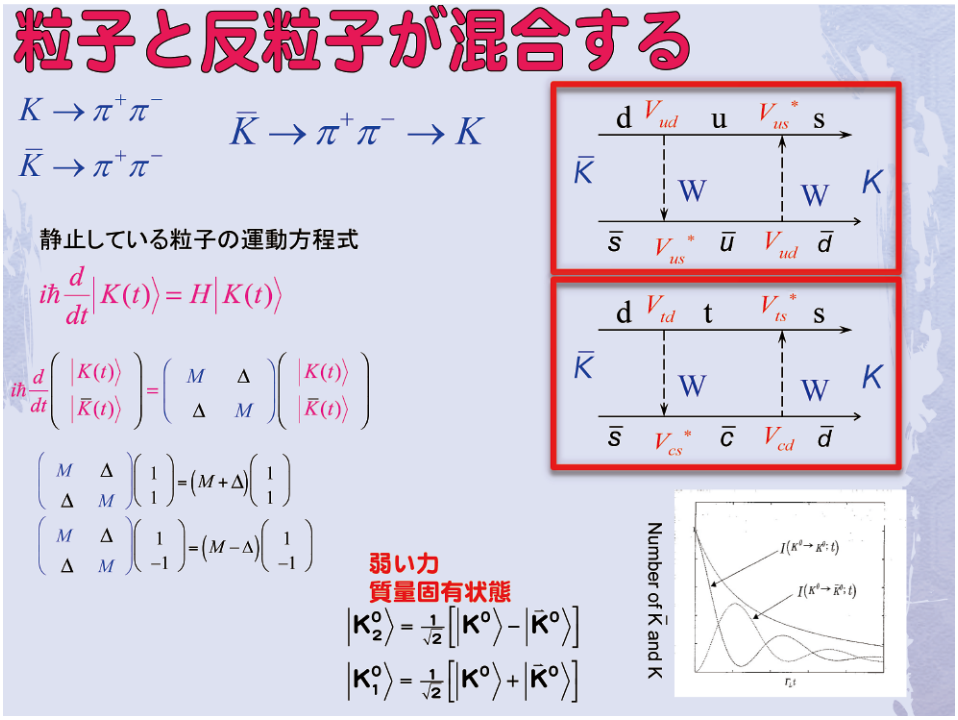


図 13：K^0 と $\bar{K}^0$ が混合する

フには中間状態 $u\bar{u}$ を示しました。量子力学では中間状態を観測しない限りそのエネルギーは保存される必要なく、中間状態 $c\bar{c}$、$t\bar{t}$、$c\bar{t}$ なども可能です。ちなみに K 中間子の質量は $500MeV$ でトップクォークの質量は $175GeV$ ですから中間状態 $K \to c\bar{t}$ の遷移はエネルギー保存則を満たしていません[6]。

弱い相互作用によって K^0 と $\bar{K}^0$ は質量の固有状態ではなくなります。静止している K 中間子が満たすシュローディンガー方程式は[7]

$$i\hbar \frac{d}{dt}\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_K & \Delta \\ \Delta & M_K \end{pmatrix}\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} \tag{14}$$

です。Δ は $K^0-\bar{K}^0$ 混合を起こす Box グラフから計算できます。式 14 に示された質量行列を対角化する固有状態は

$$\begin{pmatrix} |K_1\rangle \\ |K_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \\ \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \end{pmatrix} \tag{15}$$

です。K^0 と $\bar{K}^0$ が完全に混合しているのが分かります。

5.2 K_1 と K_2 の崩壊

荷電共役演算子 C は粒子を反粒子に変換させる演算子で $C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$、パリティ演算子はこの世界から鏡の向こうの世界に変換する演算子で $P|K^0\rangle = -|K^0\rangle$、$P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ と変換します。図 14 に示したように CP 演算子が作用すると

$$CP|K_1\rangle = -|K_1\rangle \qquad CP|K_2\rangle = +|K_2\rangle \tag{16}$$

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \tag{17}$$

[6] 当時僕は Fermilab にいて弱い相互作用がかかわる Box グラフを計算することを試みました。当時の理論的知識ではこのグラフは発散し、無限になってしまうのです。ところが 4.1 章に出てくるゲージ理論を使って計算すると発散しないのです。この計算方法を共同研究者ベン・リーさんと藤川さん[3]と共に示しました。

[7] $|K^0\rangle$ は K^0 の状態を意味します。

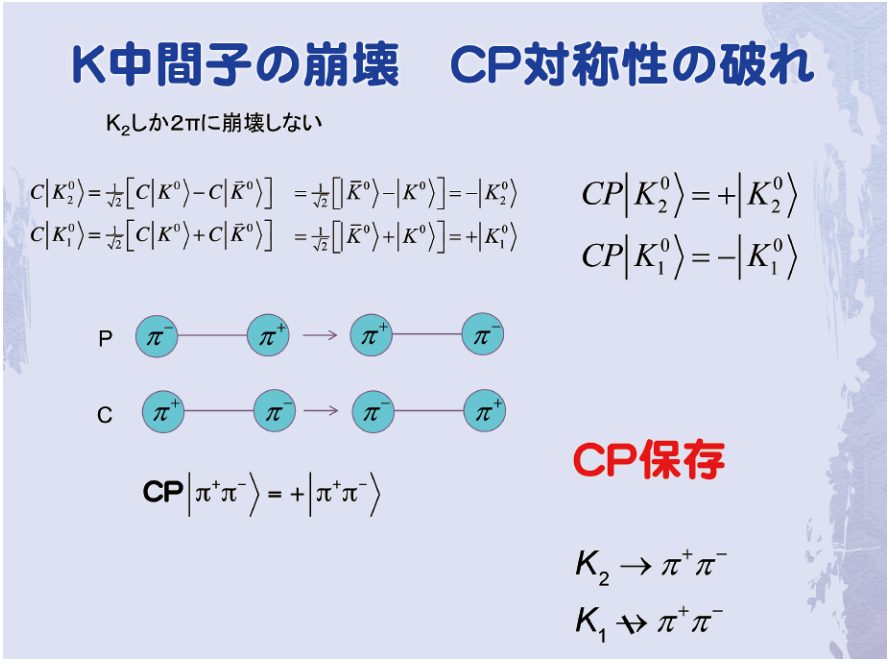


図 14：K_1 と K_2 は CP 固有状態であり、CP 演算子の固有値は±1 です

となります。

従って CP 対称性が保存されていると K_1 中間子は $\pi^+\pi^-$ に崩壊できません。K_1 の崩壊は $K_1 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ のみです。ところが M_K=500MeV で $3m_\pi$=430MeV なので位相空間が小さく、$K_2 \to \pi^+\pi^-$ が可能な K_2 に比べて K_1 の寿命は 200 倍も長くなります（図 15）。

K_1 と K_2 は式 15 の定義による名前ですから寿命の長い K 中間子を K_L、寿命の短い K 中間子を K_S と名づけます。L は寿命が *long* で S は寿命が *short* を意味します。

5.3　CP 対称性の破れが発見された

1965 年、僕がプリンストン大学の大学院生としてクローニンとフィッチから学んでいた頃、彼らによって CP 対称性の破れが発見されました。加速器で陽子を加速し、標的に照射します。多くの粒子が生成されて陽子ビームの方向に飛び出しますが、荷電粒子は磁場の中を直進できないので、容易に無電荷の K 中間子や中性子を含んだビームが出来ま

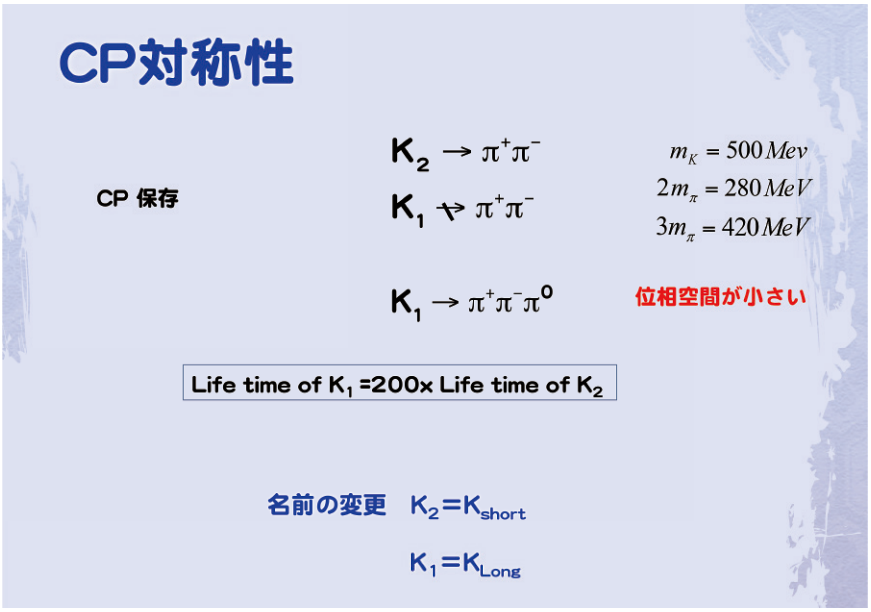


図 15：なぜ K_1 の寿命が長いか

す。K 中間子のビームは弱い力を含む全ての力の中での質量固有状態 K_1 と K_2 のビームです。このビームがしばらく真空中を直進すると K_2 は寿命が短く、CP 固有値が -1 の寿命が長い K_1 だけになってしまいます。

図 16 に示した測定器は加速器から離れた場所で K_1 のビームを観測します。クローニンとフィッチは全ったく別の観測を行うために図 16 に示した測定器を建設しました。そしたらなんと

$$K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^- \tag{18}$$

を発見したのです。CP 固有値が－1 の粒子が固有値 +1 の $\pi^+\pi^-$ に崩壊したのです。これは CP 対称性が破れた証拠です。しかしながらこれは微小な破れでした。崩壊確率 Γ の比で表しますとたった

$$\text{CP 対称性の破れ} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = (2 \times 10^{-3})^2 \tag{19}$$

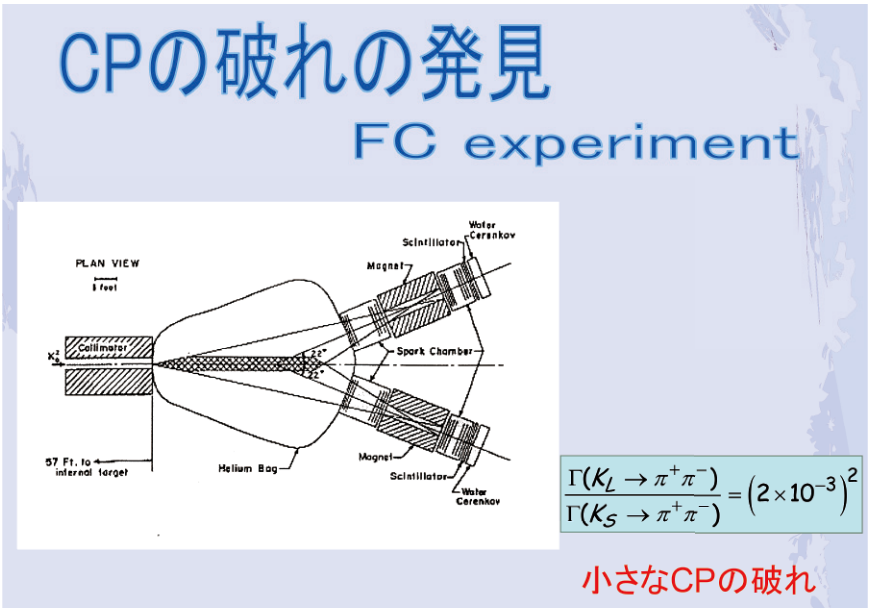


図 16：CP 対称性の破れの発見

でした。

K 中間子の崩壊で発見された CP の破れは小さかったことを覚えておいてください。

なぜ K 中間子における CP の破れは小さいのか

CP の破れは理論に存在する位相によるものだと述べましたが、2 世代しか存在しなければ混合行列 V は式 10 で示したように実数で書けて位相は出ません。位相が出るのは 3 世代のクォークがかかわるときです。図 17 に示した $K^0-\overline{K}^0$ 混合の中間状態が $t-\bar{t}$ のグラフの寄与はΔに位相を与えます。しかしながらこの中間状態のエネルギーは K 中間子のエネルギーにくらべて 300 倍ぐらい大きく、Δへの寄与が小さいのです。つまり、軽い粒子の振る舞いは他の軽い粒子からの影響力が大きく、重い粒子の影響力は小さいのです。だから K 中間子の CP の破れは小さいのです。

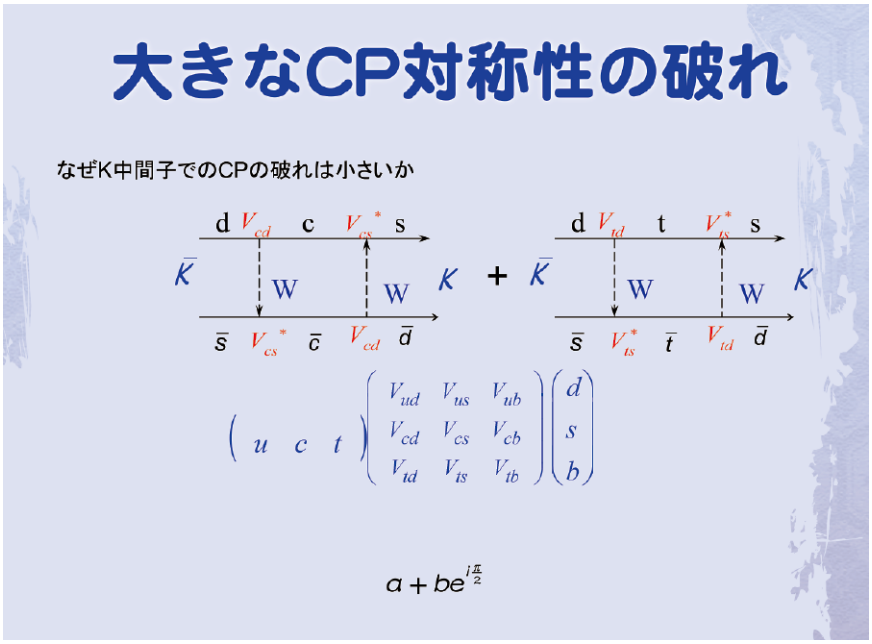


図 17：$t-\bar{t}$ の中間状態の寄与が小さいので K 中間子の CP の破れは小さい

6　大きな CP の破れ

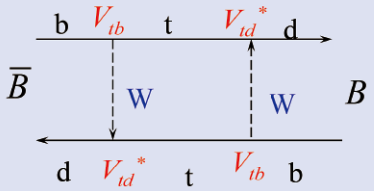
上で述べたように、僕にとって Box グラフを計算するのは朝飯前でしたから、今後発見されるであろう b クォークと $\bar{d}$ クォークの束縛状態、B 中間子、の存在を予想して $B^0-\bar{B}^0$ 混合の Box グラフ図 18 を計算しました。K 中間子と同じように $B^0-\bar{B}^0$ 混合が存在することを示しました。しかも予想通り、$B^0-\bar{B}^0$ 混合の位相は大きく出ました[8]。

当時、僕のボスだった Pais と、大学院で素粒子論を教わった恩師である Treiman は B 中間子の CP の破れは存在するけれど非常に小さいと結論した論文を出しました。彼らは、ものすごく格好つけるのです。Gell-Mann と同じように。Pais が、最初に「皆さんに良いニュースと悪いニュースを告げます。」とセミナーを始めました（図 19)。「いいニュースは重いクォークにも CP 対称性の破れは存在します。悪いニュースはこの CP の破れは非常に小さいことです。」と言うのです。僕はちょうどそのときに B 中間子の CP の破れに

[8] 重いクォークの Box グラフに軽いクォークは比較的簡単に寄与出来るのです。

理論的解析は既にあった

$B-\bar{B}$ mixing があるか?



$$M_{12}=\left(\frac{G_F}{4\pi}\right)^2(V_{tb}V_{td}^{*})^2M_W^2\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)\eta_t^B(\mu)\left\langle B^0\left|(\bar{d}b)_{V-A}(\bar{d}b)_{V-A}\right|\bar{B}^0\right\rangle$$

$$be^{i\frac{\pi}{2}}$$

図 18：$B^0-\bar{B}^0$ 混合は存在し、その位相は大きく出た

Pais Seminar
Pais-Treiman の論文
CP Violation in Charmed Particles

Phys.Rev.D12:2744-2750,1975

There is a good news - and a bad news:

- **Good news is that there is CP violation in heavy meson decays**
- **Bad news is that it is very small**
- **They considered wrong asymmetries**

図 19：たまには偉い先生方も間違う

ついて、大きい CP の破れが絶対あると確信を持っていたので落ち込んでしまいました。

$B^0-\overline{B}^0$ 混合を起こす Box グラフには大きな位相がある。問題は実験でこの位相を観測する手法を見つけることでした。そこで気付いたのがヤングの実験を真似ることです。ヤングの実験では光が 2 つのスリットを通ってスクリーンにあたります。どちらのスリットを通ったかによって光の位相が違うので干渉縞がスクリーンに出来ます。図 20 の「Young's slit exp」に示した図です。同じことを $B^0 \to \psi K_s$ でするのです[9]。この崩壊は二つの道で可能です。

2 つの道とは

$$B^0 \to B^0 \to \psi K_s \tag{20}$$

$$B^0 \to \overline{B}^0 \to \psi K_s \tag{21}$$

です。この二つの崩壊の振幅には大きな位相の違いがあります。そして $\overline{B}^0$ の崩壊にも二つの道があります。

$$\overline{B}^0 \to \overline{B}^0 \to \psi K_s \tag{22}$$

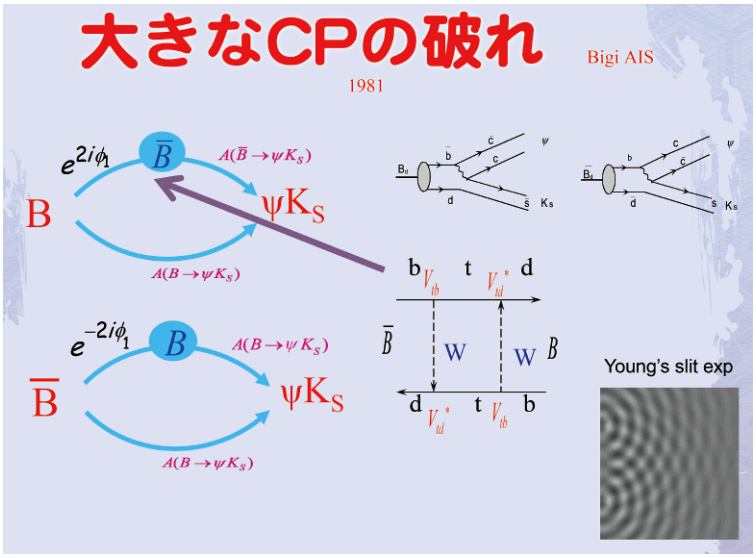


図 20：大きな位相を観測する手法

[9] K_s とは上記の説明の中に出てくる短い寿命を持つ K_2 のことです。

$$\overline{B}^0 \to B^0 \to \psi K_s \tag{23}$$

です。この二つの崩壊の振幅にも大きな位相の違いがあります。この大きな位相の違いによって、$B^0 \to \psi K_s$ と $\overline{B}^0 \to \psi K_s$ の崩壊確率に違いが生じます。粒子 B^0 と反粒子 $\overline{B}^0$ の崩壊に違いがあるとは CP 対称性が破れることを意味します。

先ほど $\Upsilon(1S)$ が発見されたことを述べましたが、その後 $\Upsilon(4S)$ が発見され、この粒子が $B^0\overline{B}^0$ に崩壊するので

$$e^+ + e^- \to \Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0 \tag{24}$$

によって $B^0\overline{B}^0$ を観測する手法が与えられました。しかしながらまだ難問は山積みです。この実験を考えれば考えるほど、難しく思えました。その理由は図 21 に記されています。

B 中間子の質量は陽子の 5 倍ですから、色々な素粒子に崩壊する可能性があります。だから、約 1 万回の崩壊の中の 1 個しか ψK_s に崩壊してくれません。更に問題があります。同エネルギーの電子・陽電子が正面衝突した場合、$B^0\overline{B}^0$ はほぼ静止していて、寿命 10^{-12} 秒で崩壊します。この寿命がどれだけ短いかというと、光はこの時間にたった 0.5 ミリし

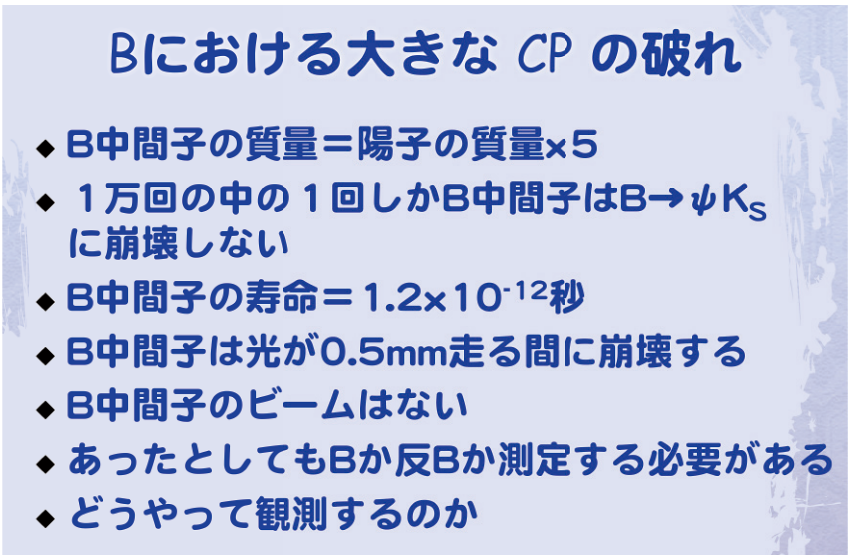


図 21：実験の難しい理由

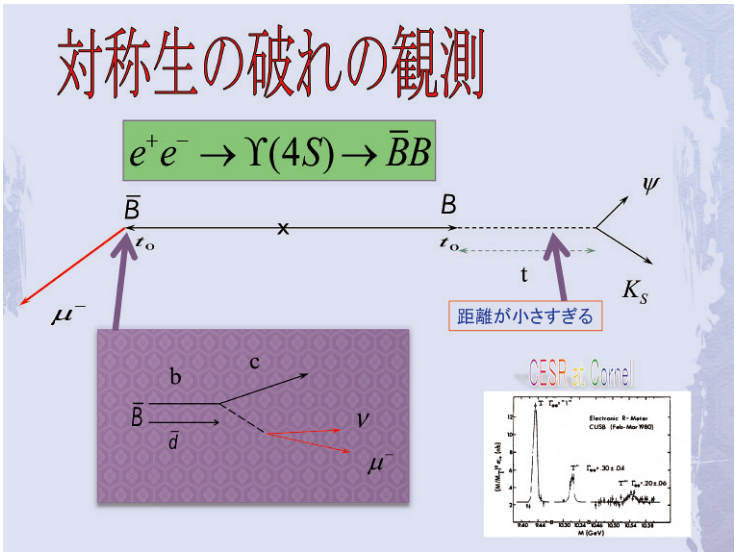


図 22：B 中間子における CP 対称性の破れの観測

か飛べません。$B^0\overline{B}^0$ のビームは、崩壊する前に、たった 20 ミクロン(0.02mm)しか飛びません。ちなみに、クローニンとフィッチの実験では K_1 のビームを 100m 以上飛ばせます。

$B^0 \to \psi K_s$ と $\overline{B}^0 \to \psi K_s$ の崩壊確率を測るには ψK_s に崩壊したのは B^0 か $\overline{B}^0$ かを確認する必要があります。生成された $B^0\overline{B}^0$ 対は両者共、振動しながら同エネルギーで反対側に飛びます。図 22 に $\overline{B}^0 \to + \nu_\mu + \mu^- + anything$ の崩壊を示しましたが、この崩壊をレプトニック崩壊と呼びます。μ 中間子を B 崩壊の終状態から見つけることによってそのレプトニック崩壊が B^0 の崩壊か $\overline{B}^0$ の崩壊か確認できます。もし μ^- を測定したならば、μ^- を放出したのが $\overline{B}^0$ でその崩壊時に、対の相手は B^0 だということがわかります。

次に図 22 に示した B^0 が ψK_s に崩壊する前に残した飛跡の長さを測る必要がありますが、この長さは平均 20 ミクロンで当時の技術では不可能でした。

僕の大学院の同級生であるオドーネにこの実験について話したら、彼は突拍子もない発想をしました。電子と陽電子のエネルギーを変えて、例えば、9GeV の電子と、陽電子を 3GeV にすると、$\Upsilon(4S)$ がものすごい勢いで走ります。そうすると B 中間子は崩壊する前に 200 ミクロンぐらい飛ぶので、観測可能になると言うのです。

僕はすぐ高エネルギー研に行って、加速器の専門家に非対称なコライダーってできるかと聞いたら、「そんなものできるはずがない、ビームが爆発するよ」、と言われました。

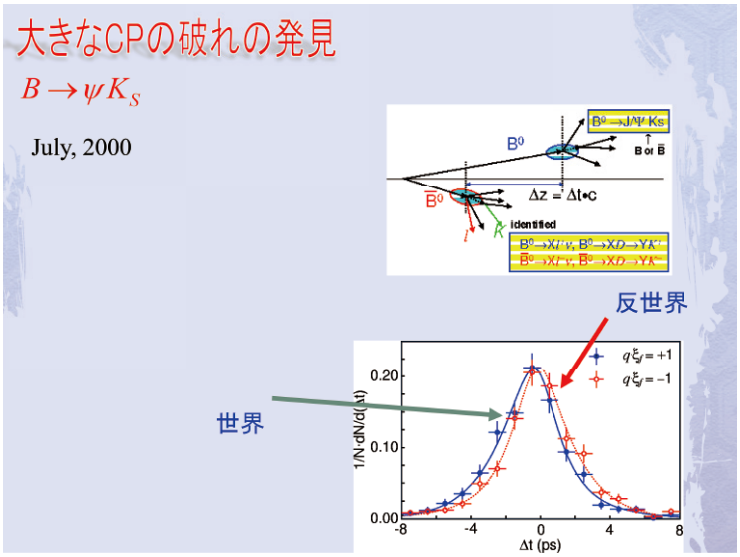


図 23：世界と反世界のズレの発見

しかしながら面白いもので、スタンフォードの加速器研究者と KEK の加速器研究者が非対称なコライダーについて論文を書いているうちに、建設可能になってしまった。1994 年に非対称な B ファクトリーが高エネルギー研と SLAC に建設されました。我が国での建設費は 500 億円でしたから、国民一人ひとりから 500 円出していただいたことになるんですね。ありがとうございました。というか、小林さんと益川さんが国民に「ありがとう」と言わなくてはいけない。

$B^0 \to \psi K_s$ と $\overline{B}^0 \to \psi K_s$ の違いを図 23 に示しました。

大きな CP 対称性の破れは高エネルギー研と SLAC によって 2003 年に同時に発見されました。

大きな CP の破れから何が学べるか

大きな CP の破れは小林・益川理論の正しさを証明します。さらに、素粒子論の対称性の破れは決して小さな破れではなく常に大きな破れであると言えます。例えばパリティー対称性は 100% 破れています。CP 対称性もほぼ 100% 破れていると言えます。このことは今後、より基本的理論を構築するとき大いに役立つでしょう。さらに、長年のパズル、宇宙が存在するのに反宇宙が存在しないことを説明するには CP の破れが必要です。小

林・益川理論では反宇宙が存在しないことを説明できません。現在観測されている CP の破れが小林・益川理論で理解できることが示された今、いずれより基本的な CP の破れが発見されることを意味します。

7　その後と今後の展望

トップ・クォークの発見

トップ・クォークは 1995 年にフェルミ研究所で発見されました（図 24）。

ですから、益川さんと小林さんの予言されたクォークはすべて見つかりました。

今後の展望

今後どうなるんでしょうか。今のところクォークが壊れることは一切確認できていません。クォークを壊すには、ものすごい高エネルギーが必要です。加速器の建設費は、エネルギーの２乗で大きくなります。世界の経済状況を考えるとより大きな加速器を建設するのは今は無理だとしか言えません。LHC で新粒子が発見できれば電子・陽電子のリニア・コライダ

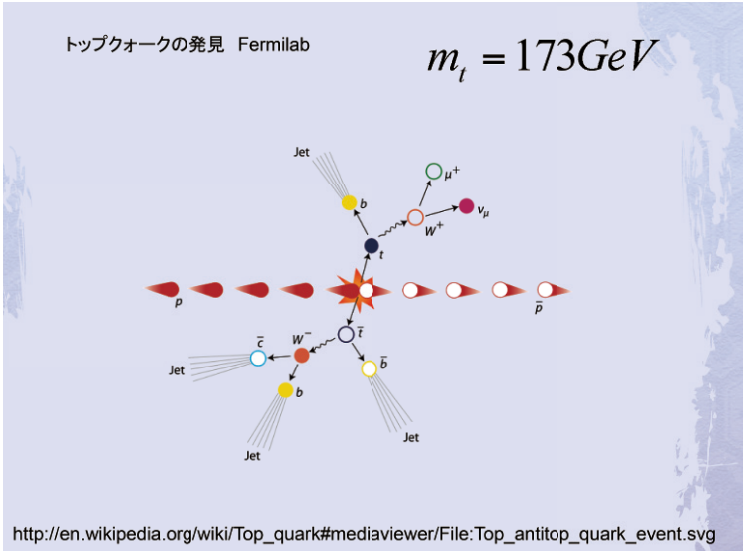


図 24：トップ・クォークの発見

ーをその新粒子の質量に合わせて建設することは考えられます。地上での実験に限ると標準理論を超えた物理の必要性が見えていません。しかしながら宇宙観測では新しい物理の必要性が様々なところで出ています。例えばダークマターやダークエネルギー。

素粒子と宇宙の共同研究を進めればこれらの問題の理解につながるのではないでしょうか。

質疑応答

（司会）三田先生、どうもありがとうございました。それでは質問を受け付けたいと思います。質問のある方はどうぞ。

（質問者）最後は宇宙論研究者に残しておいてください、てな感じの話なんですけれども。たとえばクォークの内部構造がどうなっているかっていうのは、やっぱりスーパーストリングまでいかないとわからないんでしょうか。それから、そのクォーク自身が、たとえばまあクォークだけじゃないのでしょうけれども、3つしかないということなのですけれども、ファミリー、世代が、それは、なんで決まっているのでしょう。

（三田）スーパーストリングで必ずしもクォークの内部構造は理解できません。SUSY などでは spin $\frac{1}{2}$ の quark には spin 0 の squark が存在します。クォークの内部構造よりも先に SUSY が見つかる可能性があります。

（質問者）ええ、だから世代に限界があるのかどうか。

（三田）まあね、3世代あるっていったら、じゃあ4世代はどうなのかって、いろんな人が、研究しました。ファミリーの件では軽いニュートリノを含むファミリーは3つしかないことが Z ボゾンの崩壊幅から分かります。

（司会）他に何か質問はありますでしょうか。若い人、何か無いでしょうか？

（質問者）暗黒物質の話をしてくださったんですけれども、暗黒物質の相互作用を研究するのに、今の加速器の現状で一番いい方法は何だと思われますか？

（三田）それが解っていたら、私が実験していますよ。暗黒物質を実際に神岡のディテクターで測定しようとしています。例えば SUSY などで、無電荷で、超小さな相互作用の WIMPS が暗黒物質である可能性を探っています。

（司会）はい、三田先生、ありがとうございました。これで、仁科記念講演会を終わりた

いと思います。どうもみなさんありがとうございました。そして、最後に２人の講演者の先生に盛大な拍手をお願いします。みなさんどうもありがとうございました。

参考文献

［1］K. Abe et al. Phys. Rev. D 90, 072005（2014）

［2］M. Gell-Mann; Y. Ne'eman, eds.（1964）. The Eight-fold Way. W. A. Benjamin. LCCN 65013009

［3］K. Fujikawa, B. W. Lee and A. I. Sanda, *Generalized Renormalizable Gauge Formulation of Spontaneously Broken Gauge Theories*. Phys. Rev. D6（1972）2923-2943. K.