RICHARD FEYNMAN

STEVEN WEINBERG

TEMEL PARÇACIKLAR VE FİZİK YASALARI



Bu kitabın içeriği on yıllarca taze kalacak

ALFA BİLİM

2851 | ALFA | BİLİM | 103

TEMEL PARÇACIKLAR VE FİZİK YASALARI

RICHARD FEYNMAN

20. yüzyıl fiziğinin en ilginç kuramsal fizikçilerinden ve bilimin yorulmaz elçilerinden biri olan Richard Feynman (1918-1988), *Fizik Yasaları Üzerine, Altı Kolay Parça, Altı Zor Parça* ve klasikleşen *Feynman Fizik Dersleri* başta olmak üzere, birçok kitabın yazarıdır. Kuantum Elektrodinamiği üzerine yaptığı çalışmalar nedeniyle, Feynman 1965 Nobel Fizik Ödülünü Shinchiro Tomonaga ve Julian Schwinger'le paylaşmıştır.

STEVEN WEINBERG

Zamanımızın en önde gelen fizikçilerinden ve en yetenekli popüler bilim yazarlardan biridir. Çok satan *İlk Üç Dakika* ve *Ötesi Olmayan Kuram Düşleri* isimli kitaplarının yanı sıra, *Kütleçekimi ve Kozmoloji* ile iki ciltlik *Kuantum Alanlar Kuramı* ders kitaplarının yazarıdır. Weinberg, elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin birleştirilmesi üzerine yaptığı çalışmaları nedeniyle, 1979 Nobel Fizik Ödülünü Sheldon Glashow ve Abdus Salam'la paylaşmıştır.

ZEKERİYA AYDIN

1964 yılında Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden mezun olup aynı bölümde akademik hayata başlayan Zekeriya Aydın, 2008 yılında oradan emekli olmuştur. Çeşitli zamanlarda Colorado Üniversitesi, Hamburg Üniversitesi ile DESY Hızlandırıcı Merkezi ve Trieste Teorik Fizik Merkezi gibi yerlerde çalışmıştır. Kuramsal parçacık fiziği alanında çok sayıda araştırma makalesinin yanında, lisans ve lisansüstü düzeyde telif ve çeviri fizik ders kitapları vardır. Çevirdiği popüler bilim kitapları arasında ise Weinberg'in *İlk Üç Dakika* ve *Atomaltı Parçacıklar* eserleri, Christianson'un *Isaac Newton: Bilimsel Devrim*'i, Gordon Kane'in *Süpersimetri*'si, Goodstein'ın *Feynman'ın Kayıp Dersi* ve Feynman'ın *Altı Kolay Parça* ile *Altı Zor Parça*'sı sayılabilir.

Temel Parçacıklar ve Fizik Yasaları
© 2015, ALFA Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.

Elementary Particles and the Laws of Physics
© 1987, Cambridge University Press

Kitabın Türkçe yayın hakları Alfa Basım Yayım Dağıtım Ltd. Şti.'ne aittir. Tanıtım amacıyla, kaynak göstermek şartıyla yapılacak kısa alıntılar dışında, yayıncının yazılı izni olmaksızın hiçbir elektronik veya mekanik araçla çoğaltılamaz. Eser sahiplerinin manevi ve mali hakları saklıdır.

Yayıncı ve Genel Yayın Yönetmeni M. Faruk Bayrak
Genel Müdür Vedat Bayrak
Yayın Yönetmeni Mustafa Küpüşoğlu
Dizi Editörü Kerem Cankoçak
Redaksiyon Mehmet Ata Arslan
Kapak Tasarımı Füsun Turcan Elmasoğlu
Sayfa Tasarımı Mürüvet Durna

ISBN 978-605-171-164-5
1. Basım: Aralık 2015

Baskı ve Cilt
Melisa Matbaacılık
Çiftehavuzlar Yolu Acar Sanayi Sitesi No: 8 Bayrampaşa-İstanbul
Tel: 0(212) 674 97 23 Faks: 0(212) 674 97 29
Sertifika no: 12088

Alfa Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.
Alemdar Mahallesi Ticarethane Sokak No: 15 34110 Fatih-İstanbul
Tel: 0(212) 511 53 03 Faks: 0(212) 519 33 00
www.alfakitap.com - info@alfakitap.com
Sertifika no: 10905

RICHARD FEYNMAN

STEVEN WEINBERG

TEMEL PARÇACIKLAR VE FİZİK YASALARI

Bu kitabın içeriği on yıllarca taze kalacak

Çeviri
Zekeriya Aydın

ALFA BİLİM



P. A. M. Dirac'ın R. P. Feynman tarafından çizilmiş resmi

İÇİNDEKİLER

Önsöz, 7
Neden Karşı Parçacıklar , 11
Fiziğin Son Yasalarına Doğru, 49

ÖNSÖZ

John C. Taylor
Cambridge Üniversitesi

Paul Dirac yirminci yüzyılın en mükemmel fizikçilerinden biriydi. Bu yüzyılın hemen başlarında kuantum mekaniğinin gelişimi başlamıştı; fakat bu konuyu, Newton mekaniği kadar saygın bir kuram yaratarak, 1925 ve 1926'da kesin yapısına kavuşturan kişi Dirac'tı.

Dirac kuantum kuramını derhal Einstein'ın (1905'teki) özel görelilik kuramıyla uyuşturmuştu. Bu iki şahane kuram arasındaki evliliğin doğası ve bu birliğin meyveleri, 1925'ten bugüne kadar temel fiziğin değişmeyen uğraşı oldu. Bu can alıcı girişime Dirac, başta 1930'daki karşı-maddenin varlığı öngörüsü olmak üzere, herkesten çok katkıda bulunmuştu.

Dirac 1984'te öldü ve Cambridge'teki St. John Koleji (Dirac'ın koleji), Cambridge Üniversitesinde Dirac'ın anısına her yıl bir konferans düzenlemek için çok büyük bir bağışta bulundu. Bu kitapta basılmış olan ilk iki Dirac Konferansı, Dirac'ın kuantum kuramı ile göreliliğin birleştirilmesi konusunda farklı çeşitlemelerdir.

Richard Feynman, İkinci Dünya Savaşından bu yana geçen yıllarda, Dirac'ın göreli kuantum kuramını parçacıkların ve ışınımın etkileşmeleri hakkında fiziksel öngörüler yapma yolunda genel ve güçlü bir yöntem haline evirmek için herkesten çok uğraşmıştı. Onun çalışması, Dirac'ınkini olağanüstü bir şekilde tamamlamaktadır. Onun fizik yapma

tarzı müthiş etkileyici olmuştu. Bu tarzın bir çeşnisini içeren buradaki konuşması, Dirac'ın karşı-madde öngörüsü altındaki fiziksel gerçeği açıklar.

Göreli kuantum kuramının tarihinde en yüksek başarı, bir tarafta elektrik ve manyetizma (bunlar Maxwell tarafından yüzyıl kadar önce birleştirilmişti), diğer tarafta radyoaktivitenin zayıf kuvvetleri olmak üzere bunların birleştirilmesi olmuştu. Steven Weinberg, bu birleştirmede, (ağır atomlar kadar ağır) yeni parçacıkların varlığını ve özelliklerini öngören çalışmaların içinde yer alan başlıca yazarlardan biridir; bu parçacıklar sonunda Avrupa'nın Cenevre'deki CERN laboratuvarında 1983'te, tam da öngörüldükleri gibi üretilmişlerdi. Bir pozitronu üretmek için gerekli olan enerji CERN'deki enerjiden 100.000 kere daha az olsa da, bu, yarım yüzyıl önce Dirac'ın pozitron öngörüsü ve sonunda onun keşfinin bir yankısıdır.

Weinberg bu konferansta, kuantum kuramı ile göreliliğin birlikte Doğa yasalarını nasıl sıkı bir şekilde sınırladığını gösteriyor ve Einstein'ın kütleçekim kuramının kuantum kuramıyla nasıl uyuşacağı konusunda varsayımlarda bulunuyor.

Cambridge'te bizler bu iki öncü fizikçinin Dirac'ı anmak üzere konferanslar vermek için buraya gelmeye razı olduklarından dolayı şanslıydık. Onlar, bazıları fizikçi ve bazıları fizikçi olmayan yüzlerce lisans ve lisansüstü dinleyiciyi buraya çektiler. Feynman ve Weinberg, her ikisi de, uzman olmayanlara fiziği açıklamak için çok uğraş vermiş kişilerdir[1] ve umuyoruz ki bu kitap da geniş bir okuyucu kitlesinin ilgisini çekecektir.

---

[1] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands (1963). *Lectures on Physics*, Cilt 1–3, Addison-Wesley.
R. P. Feynman (1985), *QED*, Princeton University Press.
[Çeviri: Ömür Akyüz, Pan Yayıncılık, 2013]
S. Weinberg (1978), *The First Three Minutes*, Fontana
[Çeviri: Zekeriya Aydın-Zeki Aslan, TÜBİTAK Yayını, 1995; Kırmızı Kedi Yayınları, 2014]
S. Weinberg (1983), *The Discovery of Subatomic Particles*, Scientific American Library.
[Çeviri: Zekeriya Aydın, TÜBİTAK Yayını, 2002]

Dirac kendi fizik felsefesini "fizik yasaları matematiksel güzelliğe sahip olmalıdır" cümlesiyle ifade etmiştir.[2] Dirac, Feynman ve Weinberg, her biri, deneysel sınamalarda müthiş destek gören pek güzel kuramlar kurdular. Fakat deneyler de, bu Konferansların konusu dışında, ayrı bir öyküdür.

John Taylor
Eylül 1987

[2] Bakınız: R. H. Dalitz and R. Peierls (1986), in *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*, vol. 32, pp 137-86. Royal Society.

NEDEN KARŞI PARÇACIKLAR

Richard P. Feynman

Bu konferansın başlığı biraz eksik, çünkü aslında ben iki konu hakkında konuşmak istiyorum: Birincisi, karşı-parçacıkların neden var oldukları ve ikincisi, spin ile istatistik arasındaki bağlantı. Ben daha gençken, Dirac benim kahramanımdı. O bir atılım yapmış, fizik çalışmanın yeni bir yöntemini bulmuştu. Basitçe, şimdi Dirac denklemi dediğimiz bir denklemin yapısını tahmin etmek ve daha sonra onu yorumlamak cesaretinde bulunmuştu. Maxwell kendi zamanında kendi denklemlerini ancak bir sürü "takım taklavat" ve saire içinde elde etmişti.

Burada bulunmaktan çok onur duyuyorum. Daveti kabul etmeliydim; ne de olsa, Dirac her zaman için benim kahramanımdı ve kendimi onun şerefine konferans veriyor olarak bulmak olağanüstü bir şey.

Dirac, elektron için yazdığı kendi denklemiyle kuantum mekaniği ve göreliliği, kendisinin kullandığı ifadeyle, evlendiren ilk kişiydi. Denklemin gerektirdiği spin ya da iç açısal momentumun esas mesele olduğunu ve spinin, göreli kuantum mekaniğinin temel sonucu olacağını öncelikle düşünmüştü. Bununla birlikte, çözüldüğünde denklemin verdiği eksi enerjiler bilmecesi, sonunda kuantum mekaniği ile göreliliği bir araya getirmek için gerekli olan can alıcı düşüncenin karşı-parçacıkların varlığı olduğunu göstermişti. Bir kere bu düşünceye sahip oldunuz mu, Pauli ve Weisskopf'un kanıtladığı gibi, artık onu her spin için yapabilirsiniz. Dolayısıyla, ben başka bir yoldan başlamak ve kuantum mekani-

ğini görelilikle bir araya koymaya çalıştığınız takdirde, karşı-parçacıkların niçin var olması gerektiğini açıklamak istiyorum.

Bu doğrultuda çalışmak, bize dünyanın büyük gizemlerinden bir başkasını, yani Pauli'nin dışarlama ilkesini açıklayacaktır. Pauli'nin dışarlama ilkesi der ki, ½ spinli iki parçacığın dalga fonksiyonunu alır ve sonra bu iki parçacığın yerlerini değiştirirseniz, eskisinden yeni bir dalga fonksiyonu elde etmek için bir eksi işareti eklemeniz gerekir. Kolayca gösterilebilir ki, Doğa göreli değilse, bir şey nasıl işe başlarsa, hep öyle sürmek zorundadır ve böylece sorun çok gerilere Yaradılış'a itilir ve bunun nasıl olduğunu da sadece Tanrı bilir. Ama karşı-parçacıkların varlığıyla, bir parçacığın karşı-parçacığıyla birlikte, örneğin elektronun pozitronla, çift olarak yaratılması olanaklı hale gelir. Şimdi işin gizemi şudur: Eğer bir elektron ile pozitronu çift olarak yaratırsak, neden hemen yaratılmış olan bu yeni elektron, daha önceden ortalıkta olan elektronlara göre karşı-simetrik olmak zorunda olmalıdır? Yani daha önceden ortalarda bulunan diğer elektronlardan biriyle aynı durum içine giremez? Bu nedenle, parçacıkların ve karşı-parçacıkların varlığı, çok basit bir soru sormamıza fırsat verir: Eğer iki elektron-pozitron çifti yaratsam ve bunların doğrudan yok olmaları ve yerleri



Paul Dirac Richard Feynman

değiştikten sonra yok olmaları genliklerini karşılaştırsam, neden bir eksi işareti vardır?

Bunların tümü, çok önceleri, Dirac'ın anlayışı içinde birçok sembol ve işlemciyle en basit hale gelen olağanüstü bir yoldan çözülmüştü. Ben ise, Maxwell'in "takım taklavatları"na kadar geri gidecek ve bu nesnelere bakmanın öyle bir yolunu söylemeye çalışacağım ki, artık bunlar size o kadar gizemli görünmeyecek.

GÖRELİLİK VE KARŞI-PARÇACIKLAR

Göreli olmayan kuantum mekaniğinde, başlangıçta bir ϕ_0 durumunda bulunan bir parçacık üzerine etkiyen bir tedirgeyici U potansiyeline sahipseniz, bu tedirgemeden sonra parçacığın durumu farklı olacaktır. Sonunda bir χ durumuna geçme genliği, bir evre çarpanı dışında ve $\hbar = 1$ alarak, χ'nin $U\phi_0$ üzerine izdüşümüyle verilir. Daha doğrusu, şuna sahibiz:

$$\text{Genlik}_{\phi 0 \to \chi} = -i \int d^3x \, \chi^* U\phi_0 = -i \langle \chi | U | \phi_0 \rangle \qquad (1)$$

$\langle \chi | U | \phi_0 \rangle$ ifadesi, genlikler için Dirac'ın zarif bra ve ket gösterimidir; bunu yine de burada çok kullanmayacağım. Göreli kuantum mekaniğine geçtiğimizde de, bu formülün doğru kaldığını varsayacağım.

Varsayalım ki, biri t_1 anında ve diğeri daha sonraki bir t_2 anında olmak üzere, iki tedirgeme sözkonusudur ve ikinci tedirgemenin parçacığı başlangıçtaki ϕ_0 durumuna geri getirme genliğinin ne olduğunu bilmek istiyoruz. t_1 anındaki ilk tedirgemeye U_1 ve t_2 anındaki ikincisine ise U_2 diyelim. Şimdi ardaşık işlemcileri ifade etmeye gereksinimimiz var: U_1 tedirgemesi, t_1 anından t_2'ye evrilme ve U_2 tedirgemesi. Bunu, tedirgeme (pertürbasyon) kuramını kullanarak yapacağız. Kuşkusuz, olabilecek en basit süreç, doğrudan ϕ_0'dan ϕ_0'a $\langle \phi_0 | \phi_0 \rangle = 1$ genliğiyle dümdüz gitmektir. Bu, tedirgeme açılımının ilk mertebe terimidir. Bir sonraki mertebe terimi ise, U_1 tedirgemesinin ϕ_0 durumunu E_m enerjili bir ψ_m ara durumuna getirmesi, bu durumun $(t_2 - t_1)$ süresince sürmesi ve sonra diğer U_2 tedirgemesinin bunu ϕ_0'a geri çevirmesi-

ne karşılık gelir. Tüm olası ara durumlar üzerinden toplam alınmalıdır. Buna göre, ϕ_0 durumunun yine aynı ϕ_0 durumuna geri dönmesiyle ilgili genlik şudur:

$$\text{Genlik}_{\phi 0 \to \phi 0} = 1 - \sum_m \langle \phi_0 | U_2(\mathbf{x}_2) | \psi_m \rangle \times \exp(-i E_m (t_2 - t_1)) \langle \psi_m | U_1(\mathbf{x}_1) | \phi_0 \rangle \quad (2)$$

(Basitlik nedeniyle, ϕ_0'dan ϕ_0'a giden ilk mertebe genliğinin olmadığını kabul ettim; yani $\langle \phi_0 | U_1 | \phi_0 \rangle = 0$ ve $\langle \phi_0 | U_2 | \phi_0 \rangle = 0$ aldım.) ψ_m ara durumları için düzlem dalgalar kullanır ve $\langle \phi_0 | U_2 | \psi_m \rangle$ ile $\langle \psi_m | U_1 | \phi_0 \rangle$ genliklerini açarsak, görürüz ki

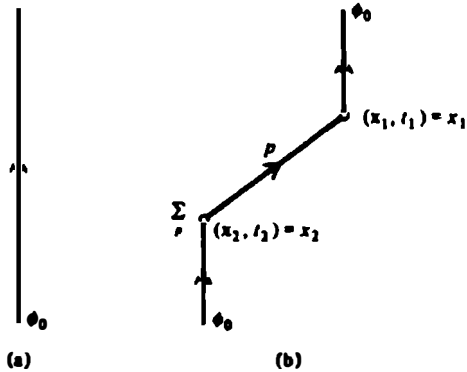
$$\text{Genlik}_{\phi_0 \to \phi_0} = 1 - \int d^3\mathbf{x}_1 \, d^3\mathbf{x}_2 \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E_p} b^*(\mathbf{x}_2) \times \exp\{-i[E_p(t_2 - t_1) - \mathbf{p} \cdot (\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]\} a(\mathbf{x}_1). \quad (3)$$

dir. Burada

$$a(\mathbf{x}_1) = U_1(\mathbf{x}_1) \, \phi_0(\mathbf{x}_1) \sqrt{(2E_p)},$$

$$b(\mathbf{x}_2) = U_2(\mathbf{x}_2) \, \phi_0(\mathbf{x}_2) \sqrt{(2E_p)}$$

olup, m kütleli bir parçacık için $E_p = \sqrt{(p^2 + m^2)}$ olur. Bu E_p çarpanları, $d^3\mathbf{p}/(2\pi)^3 2E_p$ göreli değişmez bir momentum yoğunluğu olarak, sadece göreli özellikleri daha açık yapmak için düzenlenmiştir. Bu süreç Şekil 1'deki gibi resimle de canlandırılabilir.



Şekil 1 $\phi_0 \rightarrow \phi_0$ geçişinin genliğine iki katkının diyagram olarak gösterilişi. (a) Doğrudan, (b) dolaylı.

Şimdi üstteki formülün bazı özel hallerini ele alacağım. İzleyeceğim yol şudur: Önce bazı çok basit örnekleri inceleyeceğim ve sonra biraz daha genele doğru gideceğim. Umarım bu basit örnekleri anlarsınız; çünkü o zaman, genellemeleri de derhal kavrarsınız. En azından, bunları benim anladığım yol budur.

Dolaylı genlikte parçacık $\mathbf{x}_1$'den $\mathbf{x}_2$'ye saçılır ve ara durumlar $\mathbf{p}$ momentumlu ve E_p enerjili parçacıklardır. Tüm enerjilerin artı olduğunu varsayacağız. Enerjiler eksi olsaydı, biliyoruz ki, parçacıkları bu eksi enerji çukuru içine boşaltıp dünyayı ekstra enerjiyle işleterek, tüm enerji sorunlarımızı çözebilirdik.

İşte şimdi bir sürpriz var: Herhangi $a(\mathbf{x}_1)$ ve $b(\mathbf{x}_2)$ için genliği geliştirirsek ($a(\mathbf{x}_1)$ ve $b(\mathbf{x}_2)$'yi $\mathbf{p}$'ye bağlı olacak şekilde de düzenleyebilirdik), $\mathbf{x}_2$, $\mathbf{x}_1$'in ışık konisi dışında olduğu zaman genliğin sıfır olamayacağını görürüz. Bu çok şaşırtıcıdır: Özel bir noktadan çıkan dalgalar silsilesiyle başlarsanız, tüm enerjiler artı olduğu takdirde onlar ışık konisinin içinde kalacak şekilde sınırlanamazlar. Bu, aşağıdaki matematiksel teoremin sonucudur:

Bir $f(t)$ fonksiyonunun sadece artı frekanslar cinsinden Fourier ayrıştırması yapılırsa, yani

$$f(t) = \int_0^\infty e^{-i\omega t} F(\omega)\, d\omega, \qquad (4)$$

yazılabilirse, bu durumda, her yerde basitçe sıfır olmadıkça, hiçbir sonlu t bölgesi için $f(t)$ sıfır olamaz. Bu teoremin geçerliliği, $F(\omega)$'nın belli özellikleri sağlamasına bağlıdır; bunun ayrıntılarından kaçınmayı yeğlerim.

Bu teoreme biraz şaşırmış olabilirsiniz, çünkü bilirsiniz ki, sonlu bir bölge üzerinde sıfır olan bir fonksiyon alır ve onu Fourier ayrıştırmasına uğratırsınız, fakat o zaman artı ve eksi frekanslar elde edersiniz. Israr ediyorum ki frekanslar sadece artı olur.

Bu teoremi eldeki duruma uygulamak için, $\mathbf{x}_1$ ve $\mathbf{x}_2$'yi sabitleyelim ve $\mathbf{p}$ üzerinden integrali $\omega = E_p$ değişkeni cinsinden yeniden yazalım. Bu durumda integral, $\omega < m$ için $F(\omega)$ sıfır olmak üzere, (4) yapısındadır; $F(\omega)$, $\mathbf{x}_1$ ve $\mathbf{x}_2$'ye bağlı olacaktır. Teorem doğrudan uygulanır; genliğin hiçbir sonlu zaman aralığı için sıfır olamayacağını görürüz. Özel olarak, $\mathbf{x}_1$'in ışık konisinin dışında sıfır olamaz. Bir başka deyişle, parçacıklar için ışık hızından daha hızlı giden bir genlik vardır ve (sadece artı enerjilerle yapılmış) hiçbir üst üste gelme düzenlemesi bunun üstesinden gelemez.

Dolayısıyla, t_2 anı t_1'den daha sonraysa, genliğe ışık hızından daha hızlı giden parçacıklardan katkılar elde ederiz; bunun için $\mathbf{x}_1$ ve $\mathbf{x}_2$ bir uzaysal aralıkla ayrılmıştır ("uzaysal ayrılmış") deriz.

Bir uzaysal aralık halinde U_1 ve U_2'nin meydana geliş sıraları çerçeveye bağımlıdır: ilk çerçeveye göre yeterince hızlı giden bir çerçeveden olaya baktığımızda, t_2 anı, t_1'den daha öncedir (Şekil 2).

Bu süreç yeni çerçeveden nasıl görünür? t_2'anından önce, ileri doğru mutlu bir şekilde ilerleyen bir parçacığa sahibiz, fakat t_2'anında çok gizemli görünen bir şey olur: ilk parçacıktan sonlu uzaklıktaki bir $\mathbf{x}_2$ noktasında tedirgeme dalgalanması bir parçacık çifti yaratır, bu çiftten biri görünürde zamanda geri hareket eder. t_1'anında ilk parçacık ile zaman-

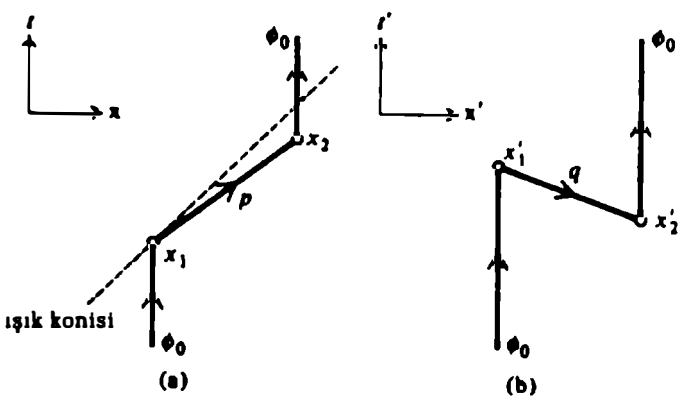
da geri giden bu parçacık birlikte yok olurlar. Böylece, artı enerjiler ve görelilik gereksinimleri, bizi (biri zamanda geri giden) parçacık çiftlerinin yaratılmasına ve yok olmasına izin vermeye zorlar. Parçacığımıza geçici olarak bir yük verirsek, zamanda geri giden bir parçacığın fiziksel yorumu, kolayca anlaşılır. Şekil 2b'de, parçacık, diyelim ki, artı yükü x_1'den x_2'ye taşıyarak x_1'den x_2'ye gider; ama x_2 önce ortaya çıktığından, eksi yük x_2'den x_1'e akıyor gibi görünür.

Bir başka deyişle, ***karşı-parçacıklar var olmalıdır***. Aslında, olay sırasının çerçeveye bağımlı olması nedeniyle diyebiliriz ki, bir kimsenin gerçek parçacığı, diğerinin gerçek karşı-parçacığıdır.

Durumu özetlemek gerekirse, aşağıdaki söylemlerde bulunabiliriz:

1- Karşı-parçacıklar var olmalıdır ve ayrıca çift yaratımı ve çift yokolumu var olmalıdır.

2- Karşı-parçacık davranışı, tamamen parçacık davranışından saptanır.



Şekil 2 Aynı sürecin iki farklı çerçeveden görünüşü. (a) Özgün çerçeve ($t_2 > t_1$); (b) Hareketli çerçeve ($t_2' < t_1'$).

Aşağıda ikinci noktayı ayrıntılarıyla işleyeceğiz; şimdilik şunlar yeterlidir. x, y, z ve t'nin işaretini değiştirirsek, zamanda ileri doğru giden bir parçacık, kendini zamanda ters yönde gidiyor bulacaktır. P'yi üç uzaysal yönün işaretini değiştiren parite işlemcisi, T'yi zamanın akış yönünü değiştiren zaman tersinmesi işlemcisi ve nihayet C'yi de parçacıkları karşı-parçacıklara ve karşı-parçacıkları parçacıklara çeviren yük eşlenikliği işlemcisi olarak tanımlarsak, bir durum üzerine P ve T'yi uygulamak o durum üzerine C'yi uygulamakla aynıdır; yani $PT = C$'dir.

SIFIR SPİNLİ PARÇACIKLAR VE BOSE İSTATİSTİĞİ

Şimdi de, farklı süreçlerin genliklerinin büyüklüklerini incelemek istiyorum. Bu bizi yeni bir yöne yöneltecek; o yönde ilerlerken, ikinci konumuz olan spin ile istatistik arasındaki bağlantı hakkında bir ipucu elde edeceğiz. Ana düşünce şudur: Herhangi bir durumla başlar ve ona birtakım etkiler uygularsak, tüm olası son durumlara gitme olasılıkları birbirlerine eklenerek 1 yapmalıdır.

Önce göreli olmayan bir örneğe bakacağız ve sonra onu göreli durumla karşılaştıracağız. Başlangıçta bir ϕ_0 durumunda bulunan bir parçacığın var olduğunu ve buna bir tedirgeme uygulandığını düşünelim. Verilen bir son durumda bulunma olasılığını tedirgeme kuramıyla hesaplamak isteyelim. Tedirgemeden sonra parçacığın ϕ_0 durumunda bulunma genliği (3) denklemiyle verilir; bundan, $|1 + \alpha|^2 = 1 + \alpha + \alpha^* + \cdots = 1 + 2\,\mathrm{Re}\,\alpha + \cdots$ açılımı kullanılarak, hiçbir şey olmama olasılığı şöyle bulunur:

$$\begin{aligned}\text{Olasılık}_{\phi_0 \to \phi_0} = 1 - 2\,\mathrm{Re} \int d^3\mathbf{x}_1\, d^3\mathbf{x}_2 \\ \times \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E_p} b^*(\mathbf{x}_2) \\ \times \exp\Big(-i\big[E_p(t_2 - t_1) \\ - \mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)\big]\Big) a(\mathbf{x}_1), \quad (5)\end{aligned}$$

Parçacığın tedirgemeden sonra ψ_p durumunda olma genliği şudur:

$$\text{Genlik}_{\phi 0 \to \psi P} = -i \int d^3x \, \psi_p^*(x) \, U(x) \, \phi_0(x) \tag{6}$$

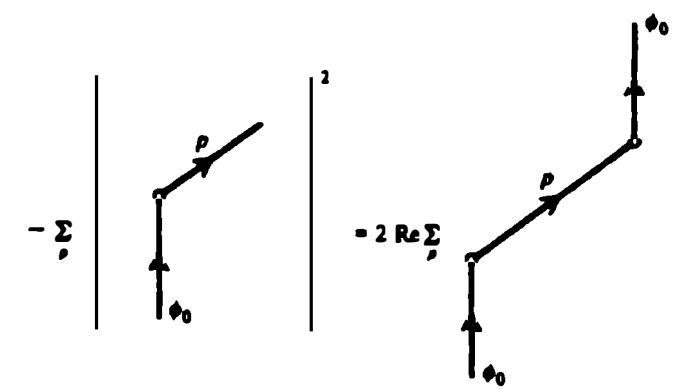
Dikkat ederseniz, Genlik $_{\phi 0 \to \phi 0}$'da U^0 ve U^2 terimlerini tutup daha yüksek mertebeden terimleri ihmal etmiştik. Buradaysa, sadece U^1 mertebeli terimi alıkoyup U^2 ve daha yüksek mertebeli terimleri ihmal ettik; böylece Olasılık $_{\phi 0 \to \psi P}$'yi U^2 mertebesinde hesaplamış olduk. Olasılık şudur:

$$\text{Olasılık}_{\phi 0 \to \psi P} = |-i \int d^3x \, \psi_p^*(x) \, U(x) \, \phi_0(x)|^2 \tag{7}$$

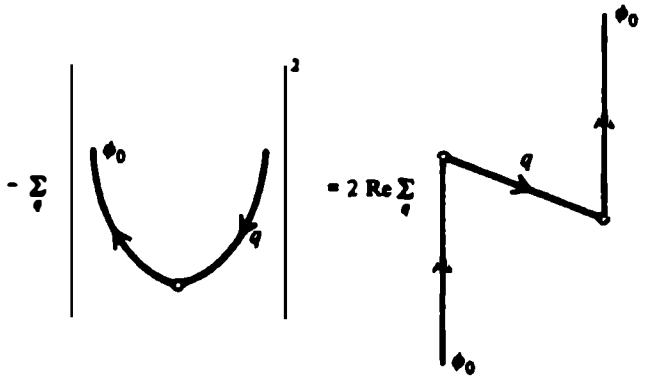
Toplam olasılık 1 olmalıdır:

$$\text{Olasılık}_{\phi_0 \to \phi_0} + \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_p} \text{Olasılık}_{\phi_0 \to p} = 1. \tag{8}$$

Buradan iki süreç arasında, yani bir başka duruma saçılma süreciyle iki kez saçılıp yine ilk durumda sonlanma süreci arasında bir bağıntı buluruz. Bu, Şekil 3'te diyagramlarla gösterilmektedir. Bu bağıntının keyfi bir $U(x, t)$ potansiyeli için gerçekten de geçerli olduğunu göstermek çok zor değildir.



Şekil 3 Toplam olasılık 1 olacaksa, üstteki diyagramsal özdeşlik doğru olmalıdır.



Şekil 4 Sıfır spinli parçacıklar için, karşı-parçacıkları içeren diyagramsal bir özdeşlik.

Şimdi spin-sıfır için göreli hale geçelim. Bu kez bir sorun var. Yukardaki diyagramlara ek olarak, ara durumun bir karşı-parçacık olabileceği olgusuna da izin vermek zorundayız; bir başka deyişle, Şekil 2b gibi bir diyagram eklemeliyiz. Toplam olasılığa bu diyagramın gerçel kısmının iki katını eklemeliyiz. Bu yeni diyagramın toplam olasılığa katkısını yok edecek bir şey bulmalıyız, öyle ki toplam olasılık 1 kalsın.

Gizeme doğru bir ipucu, Şekil 4'te görüldüğü gibi, Şekil 3'e benzer bir gözlem yapabilmemizdir. Bu bağıntının apaçık olduğu zannedilmez; fakat iki genliği hesaplarsak, doğru olduğunu anlarız.

Şekil 4'ün sol yanında bulunan göreliliğin zorladığı yeni diyagram, bir üyesi ϕ_0 durumundaki parçacık olacak şekilde yaratılmış bir çiftin diyagramıyla ilgilidir. Bunun, toplam olasılığa eksi bir katkı yaptığına dikkat ediniz. Böylece toplam olasılığın hesabına Şekil 4'ün sol yanındaki diyagramı katabilseydik, toplam olasılık 1 olurdu ve problemi çözmüş olurduk.

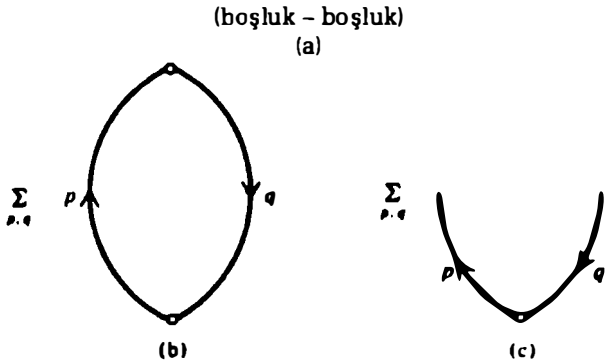
Ama basitçe bu diyagramın eklenmesi iki nedenden ötürü bir anlam taşımaz. Birincisi, Şekil 4'ün sol yanındaki diyagram farklı bir ilk durumdan (ϕ_0 yerine boşluk durumundan) başlar; ikincisi, ϕ_0 durumundaki parçacıkla çift yaratımına sı-

nırlanmamız için bir neden yok gibidir; herhangi bir parçacık durumu olasıdır. Yanlış nedenle doğru yanıtı elde ederiz.

Şimdiye dek size söylediklerim gerçeklerdi, fakat tüm gerçekler değildi. Birkaç diyagramı ihmal ettik; bunların hepsi bir araya getirildiğinde, Bose istatistiğinin önemli bir özelliğini elde edeceğiz: bir parçacık belli bir durumda olduğu zaman, o durumda bir parçacık daha üretme olasılığı *artırılmış* olur.

Bir adım geri gidelim: ϕ_0 durumundaki parçacıkla başlamak yerine, B boşluk durumundan (yani, parçacıksız durumdan) başlayalım ve bizim şu iyi bilinen toplam olasılık bir olmalıdır düşüncemizi inceleyelim.

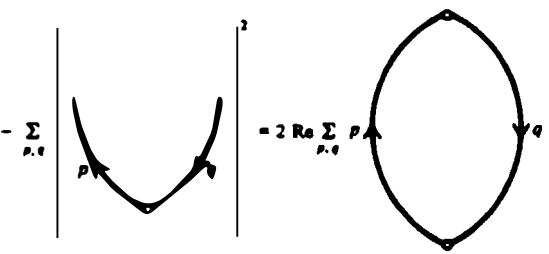
Göreli olmayan halde, bu apaçık bir alıştırmadır: parçacıksız halden başlayınca, hiçbir şey olmaz ve hiçbir şey olmama olasılığı birdir. Diğer taraftan, göreli halde, çift yaratılması ve yok olmasının işe katılması gerektiğini görmüştük. Bu nedenle, tedirgeme, parçacık çiftleri yaratabilir ve yok edebilir. Şekil 5'te görüldüğü gibi, tedirgeme kuramında en düşük mertebede, üç diyagramın önemli olduğunu görmek zor değildir. İlk diyagram hiçbir şey olmadığını gösterir: Boşluk, tedirgeme boyunca boşluk olarak kalır. İkinci diyagram, boşluktan boşluğa süreçlerinin tüm olası ara parçacık çiftleri üzerinden alınmış bir toplamıdır. Üçüncü diyagramda ise bir çift yaratılır.



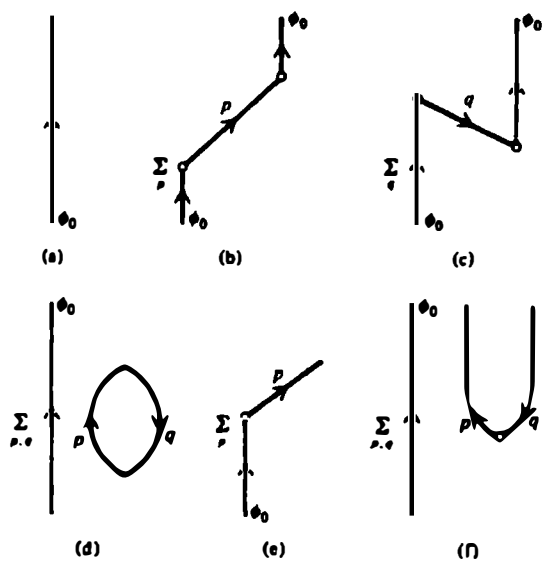
Şekil 5 "Parçacıksız durum"la, yani boşlukla başlayan süreçler.

Bir şeyler olmasının toplam olasılığı, her zamanki gibi, birdir. Böylece, Şekil 5'teki diyagramlar cinsinden $1 = |5a + 5b + \cdots|^2 + |5c + \cdots|^2 + \cdots$ olup, bu da Şekil 6'da görülen bağıntıyı verir.

Şimdi, başlangıçta ϕ_0 durumunda bir parçacık bulunan süreçlere dönersek, çift yaratma ve yok etme süreçlerini eklemeliyiz. Şekil 7'de görüldüğü gibi, toplam olarak altı diyagram elde ederiz. İlk dördü sistemi ilk özgün durumuna götürür ve kalan ikisi ise sistemin durumunu değiştirir.



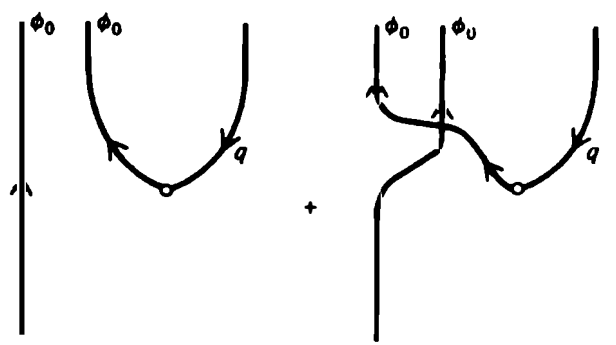
Şekil 6 Başlangıç durumunun boşluk olduğu diyagramsal bir özdeşlik.



Şekil 7 ϕ_0 durumunda bir parçacıkla başlayan diyagramlar.

Göreli olmayan halde gördük ki, Şekil 7b ve e'den gelen olasılıklar birbirlerini yok eder (Şekil 3'e bakınız); böylece Şekil 7c, d ve f 'den gelenler de birbirlerini yok etmelidir. İlk bakışta, bu diyagramları Şekil 5'tekilerle karşılaştırınca, Şekil 5b ve c gibi Şekil 7d ve f'nin de birbirlerini götürecekleri anlaşılır; çünkü onlarda sadece bir "seyirci" parçacık farkı vardır ki bu da önemsizdir (ya da öyle görünür). Bu durumda, geriye sadece Şekil 7c kalır, ki bu da göreli hale başladığımız zaman derhal içine düştüğümüz problemdir: Olasılığa gelecek olan bu katkıyı ne yok edecektir?

Çözüm, incelik gerektirir ve güzeldir: Şekil 7f'deki "seyirci" için hiç de önemsiz diyemeyiz! Şekil 7f'nin özel bir halini ele alalım, yani orada p durumu ϕ_0 başlangıç durumu olsun. O zaman başlangıçta ϕ_0 durumunda bir parçacık var demektir ve sonunda bu durumda iki parçacık ve q durumunda bir karşı-parçacık olur. Son parçacıkların hangisinin başlangıç parçacığı olduğundan ve hangisinin çift yaratımından geldiğinden nasıl emin olabiliriz? Yanıt, bundan emin olamayacağımızdır. Bir başka deyişle, bir diyagram daha eklemeliyiz; Şekil 8, Şekil 7f 'ye katkıda bulunan diyagramlardan biriyle birlikte "değiş-tokuş" diyagramı denen bu (eklenecek) diyagramı gösteriyor.



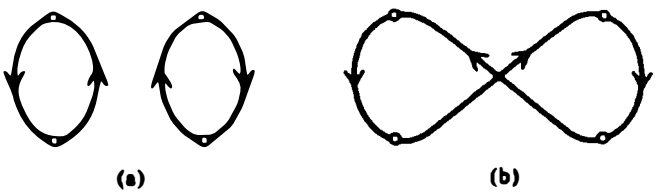
Şekil 8 Değiş-tokuş diyagramıyla birlikte Şekil 7f diyagramı.

Problemimizi çözen işte bu ek değiş-tokuş olanağıdır. Şekil 8'deki iki diyagram yapıcı biçimde girişir ve toplam olasılığa bu ek katkı Şekil 7c'den gelen eksi katkıyı (Şekil 4) yok eder.

Böylece durumu özetleyeyim. Çift üretiminin olabileceği gerçeğini hesaba katmak için birkaç diyagram ekledik; özellikle Şekil 7c'deki diyagramı eklemeliydik. Olasılıkların toplamını kontrol etmeye kalkıştığımızda, bu diyagramın (Şekil 7c) toplam olasılığa, bir şeyi yok etmesi gereken eksi bir katkı yaptığını keşfettik. Onun yok edeceği, bir "seyirci" parçacığın varlığı halinde, özel bir parçacık/karşı-parçacık çifti üretmek için ekstra bir olasılıktır, öyle ki burada yeni üretilen parçacık "seyirci"yle aynı durumdadır.

Bu artırılmış olasılık, çok derin ve önemli bir sonuçtur. Verilen bir durumda bir parçacığın *sadece* varlığı, aynı durumdaki parçacıklar çiftini yaratmanın olasılığını ikiye katladığını söyler. Başlangıçta bu durumda n adet parçacık varsa, olasılık $(n + 1)$ çarpanıyla artar. Bu açıkça çok önemli hale gelebilir! İşte bu, Bose istatistiğinin çok önemli bir özelliğidir; birçok başka şey gibi, lazerlerin çalışmasını sağlayan da bu özelliktir.

Bir başka örnek olarak, bazı daha yüksek mertebeden boşluktan-boşluğa diyagramlarına bakalım. Tedirgeme potansiyelinin, Şekil 9a'daki gibi, iki parçacık/karşı-parçacık çifti yaratıp yok ederek dört kez etkidiğini varsayalım. Şimdi bunu, çiftleri yarattığınız ve her parçacığı onunla birlikte yaratılan karşı-parçacıkla yok etmeyip diğer karşı-parçacıkla yok ettiğiniz diyagramla karşılaştırdığımızı düşünelim. Bu ikinci diyagram Şekil 9b gibidir. Boşluktan boşluğa genliğine bir katkı yapmak üzere, bu iki genlik toplanır. Bu çok basittir ve Bose istatistiğini oluşturur.



Şekil 9 (a) Değiş-tokuşsuz iki çift yaratılması. (b) Değiş-tokuşlu iki çift yaratılması.

Bose istatistiği, aslında bu kadar da çok gizemli değildir. *A* ve *B* gibi iki özdeş parçacık *A'* ve *B'* ye giderken, *A* noktasından *A'* noktasına ve *B* noktasından *B'* noktasına gidiş genliğine, *A* noktasından *B'* noktasına ve *B* noktasından *A'* noktasına gidiş genliğinin eklenmesi gerektiği çok doğal görünüyor; çünkü bu, sadece şu genel kuantum mekaniksel ilkenin özel bir halidir: *Bir süreç birden daha fazla değişik yoldan meydana gelebiliyorsa, bu sürecin her yoldan meydana geliş genlikleri toplanır.* Ayrıca, parçacıklar bir klasik alanın (elektromanyetik alan ya da bir kristalin titreşim alanı gibi) kuantize olmasından ortaya çıkıyorsa, tıpkı Hanbury Brown Twiss Etkisinde[1] olduğu gibi, şiddet korelasyonlarının doğru olması için karşılıklılık ilkesi Bose parçacıklarını gerektirir. Daha basit olarak, alan modundaki harmonik salınıcılar kuantize olduklarında, otomatik olarak Bose parçacıkları şeklinde temsil edilirler.

Biraz sonra, yarı-tam spinli parçacıklar olan fermiyonlar için beklenmedik bir eksi işaretinin ortaya çıktığını anlayacağız. Örneğin, Şekil 9'daki durumda, her halka genliğe bir eksi işareti verir. Dolayısıyla Şekil 9a iki eksi işaretine sahipken, Şekil 9b (sadece bir halka var) sadece bir eksi işarete sahiptir; dolayısıyla genlikler çıkartılır ve Fermi istatistiğini elde edersiniz. Spin ½ halinde her halka için neden bir eksi işaretinin olması gerektiğini anlayacağız. Göreceğimiz gibi, burada kilit nokta, açıkça görünmeyen 360°'lik dönmelerin var olmasıdır.

[1] R.P. Feynman (1962). *Theory of Fundamental Processes* (Temel Süreçlerin Kuramı), sayfa 4-6, W.A.Benjamin.

PARÇACIK VE KARŞI-PARÇACIK DAVRANIŞININ BAĞINTISI

Fermiyonlardan söz etmeden önce, parçacık davranışını ve karşı-parçacık davranışını biraz daha ayrıntılı olarak açıklamaya dönmek istiyorum. Kuşkusuz, karşı-parçacık davranışı, tamamen parçacık davranışı tarafından belirtilir. Bunu, en basit hal olan spin-sıfır halinde ve skaler U potansiyellerinin varlığında çok daha dikkatlice çözümleyeyim. Gördük ki, $t_2 > t_1$ için m kütleli serbest parçacığın x_1'den x_2'ye gitme genliği

$$F(2,1) = \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \times \exp\{-i[E_p(t_2 - t_1) - \mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]\}. \quad (9)$$

dir. Bu formül göreli olarak eşdeğişkindir [covariant]; dolayısıyla spin-sıfır için (5) denkleminde a ve b'yi sabit alabiliriz. Genliğin $t_2 < t_1$ için ne olduğunu bilmek istiyoruz.

$t_2 < t_1$ ve uzaysal aralık için yanıt kolaydır: Genlik hâlâ $F(2,1)$'dir. Bu böyledir, çünkü $F(2,1)$'in uzaysal bölgede $t_2 > t_1$ için doğru olduğunu biliyoruz; fakat böyle bir sürece farklı bir çerçeveden bakarsanız, o daima uzaysal olmalıdır, yine de $t_2 < t_1$ olabilir. Bu çerçevede aynı genliği elde ederiz –hangi çerçevede olduğumuza bağlı değildir– ve $F(2,1)$'i dönüşmüş çerçevenin koordinatları cinsinden yazmayı denersek *aynı formülü* elde ederiz; çünkü $F(2,1)$ göreli eşdeğişkindir. Dolayısıyla, $F(2,1)$, hem ileri ışık konisi içindeki hem de uzaysal bölgedeki genlik için doğru formüldür. Peki, geri ışık konisi hakkında ne denebilir?

Gereksinim duyduğumuz bir diğer bilgi parçası şudur ki, $t_2 < t_1$ için hâlâ sadece pozitif enerjilerle ilerlemekteyiz. Dolayısıyla bu bölgede genliği

$$G(2,1) = \int_0^\infty e^{+i\omega(t_2 - t_1)} \chi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \omega)\, d\omega, \quad (10)$$

şeklinde yazabilmeliyiz, burada χ saptamak istediğimiz bir fonksiyondur. Üstelin işaretini değiştirme nedeni şudur: Kaynağı terkettiğimizde, $\mathbf{x}_1$'de sadece artı enerjileri ya da frekansları içermesinde ısrar ettiğimiz dalgalar yaratıyoruz. Bir başka deyişle, $\omega>0$ olmak üzere, zaman bağlılığı $e^{i\omega\Delta t}$ olmalıdır. Burada Δt kaynaktan çıktıktan sonra geçen zamandır ve artı olmalıdır. Dalgalar, $t_2 > t_1$ için, $\Delta t = t_2 - t_1$ zamanı halinde; $t_2 < t_1$ için ise, $\Delta t = t_1 - t_2$ zamanı halinde var olmalıdır.

Dolayısıyla $t_2 < t_1$ için, ister ışık konisinde isterse uzaysal bölgede olsun, genliği (10) biçiminde yazabilmeliyiz. Bu demektir ki, uzaysal bölgede $t_2 < t_1$ olduğunda genliği elde etmek için (9) bağıntısını da (10) bağıntısını da kullanabilmeliyiz. Bu, o bölgede G'yi belirtecektir ve o zaman G tüm $t_2 < t_1$ durumları için tek olarak belirtilmiş olacaktır.

$t_2 < t_1$ ve uzaysal ayrılmış $\mathbf{x}_1$ ile $\mathbf{x}_2$ için, eksi frekansların bir toplamı olan (9) ifadesine sahibiz. Şimdi soru şudur: Acaba bunu sadece artı frekansların bir fonksiyonu olarak da ifade edebilir miyiz? Genellikle bunu yapamazsınız. Fakat göreli değişmez olan bu fonksiyon için, bir mucize olarak bu mümkündür. Gelin size bunun nedenini söyleyeyim.

Birinci olarak, $t_1 = t_2$ için, $F(2,1)$ gerçeldir. Bu durumda, üslü fonksiyon tam da $\exp[ip\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]$'dir ve sanal kısım, bir çift bölge üzerinden integre edilmiş bir tek fonksiyon olup sıfırdır. Fakat $t_1 = t_2$ için F gerçel ise, o zaman F göreli değişmezlikten dolayı, uzaysal aralıklı her t_1 ve t_2 için de gerçel olmalıdır: hareketli bir gözlemci aynı gerçel genliği hesaplamalıdır, ona $t_2 \neq t_1$ göründüğü halde. Madem ki F gerçeldir, bu durumda kompleks eşleniğine eşittir; yani zıt işaretli zaman bağlılığına sahiptir. Dolayısıyla $G(2,1)$ için bir çözüm,

$F(2,1)$'in kompleks eşleniğidir:

$$G(2,1) = \int \frac{\mathbf{d}^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \times \exp\{+i[E_p(t_2 - t_1) - \mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]\}. \tag{11}$$

Bu, doğru yapıya sahiptir; sadece artı enerjileri yayar. Bu, tek ve biricik çözüm olmalıdır; çünkü, teorem (4) nedeniyle, sadece geri ışık konisi içinde bundan farklı olabilecek (10) tipinde bir fonksiyon yoktur. Böylece, ileri ışık konisinde t_2, t_1'in üzerinde ise, yanıtımız denklem (9)'dur; ama geri ışık konisinde t_2, t_1'in altında ise o zaman da yanıtımız denklem (11)'dir; ve t_1 ile t_2'nin uzaysal olarak ayrıldığı ara bölgede, yanıt ya (9) ya da (11)'dir ve onlar eşittir!

Uzayzamanın bir bölgesinde bir şeyler bilerek başladık ve onun sadece göreli değişmez olduğunu varsayarak tüm uzayzaman üzerinde neler olabileceğini çıkarabildik. Bu o kadar da gizemli değildir. Eğer dört-boyutlu Öklit uzayının sadece bir bölgesinde bir şeyi biliyor ve ayrıca onun dönmesel dönüşüm özelliklerini de biliyorsak (örneğimizde, fonksiyon değişmezlik özelliğine sahip), bölgemizi herhangi bir yönde döndürebilir ve o şeylerin iyi-tanımlı biçimlerde değiştiklerini gözleriz; böylece Öklitsel dörtlü uzayımızın her yerinde bu şeyleri inceleyebiliriz. Burada dört boyutlu x, y, z ve t Minkowski uzay-zamanına sahibiz; ki bu birazcık farklıdır; ama bunu yapamayacak kadar da çok farklı değil. Minkowski uzayıyla ilgili güçlük şudur: Bir tür insansız ülke vardır; orada t_2, t_1'in ışık konisi dışındadır; Lorentz dönüşümleri gerçekte orada işlemez. Fakat, enerjilerin daima artı olmalarının çözümü sınırladığını varsayarak, bu uzaysal bölge boyunca doğru ötelemeyi elde ettik. Bir başka deyişle, her şeyin işaretini değiştiren bu PT işlemi, gerçekten de, enerjinin sıfırdan büyük olmasını isteyerek uzaysal bölge boyunca uzatılmış bir göreli dönüşüm ya da daha doğrusu bir Lorentz dönüşümüdür. Bu nedenle, tüm işleri göreli değişmezliğin üretmesi o kadar da gizemli değildir.

SPİN ½ VE FERMI İSTATİSTİĞİ

Böylece bu spin sıfır içindi ve şimdi spin ½ için yapmak ve ne olacağını görmek istiyoruz. Eğer ½ spinli bir durumunuz varsa ve onu, diyelim ki, z-ekseni etrafında bir θ açısı kadar döndürürseniz, o zaman durumunuzun evresi $e^{-i\theta/2}$ kadar

değişir. Bu tür bir şeyi göstermek için bir sürü grup kuramsal kanıt vardır; sevimli bir alıştırma olsa da, şimdi bunlara girmeyeceğim. Sorun şudur: 360° döndürürseniz, dalga fonksiyonunuzun (–1) ile çarpıldığını görürsünüz. Bu noktada içgüdüyle bir şeyler yapma girişimlerinin tümü başarısızlığa uğrar, çünkü bu sonucu anlamak güçtür. 360°'lik bir tam dönme nasıl olur da bir şeyleri değiştirebilir? Şimdi en güç şeylerden biri, 360°'lik bir dönme yapıp yapmadığınızın izini sürmek, yani eksi işaretini işin içine katıp katmayacağınız olacaktır. Aslında, göreceğimiz gibi, Fermi parçacıklarının davranışındaki bu gizemli eksi işaretlerinin nedeni, gerçekten de gözden kaçan 360°'lik dönmelerdir!

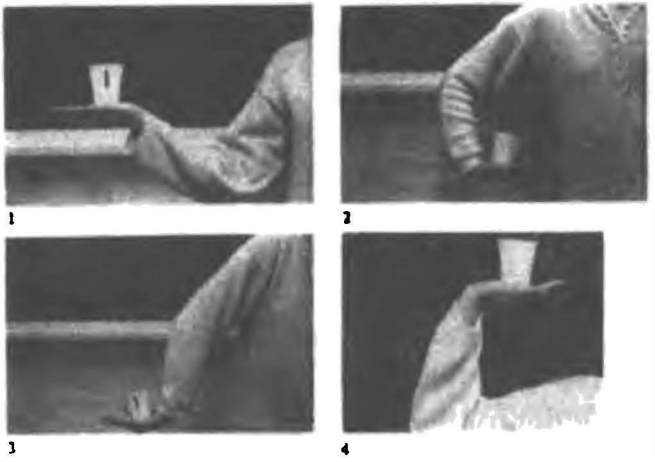
Dirac bu olgunun çok hoş bir gösterisine sahipti: bir kez dönme, hiçbir şey yapılmamaktan ayırt edilebilir.[2] Aslında iki kez dönme hiçbir şey yapılmamakla aynıdır. Size dans eden kızların yaptıklarını çağrıştıracak bir şey göstereceğim. İşte, şu bardağı döndüreceğim (aşağıdaki fotoğraflar dizisine bakınız), işareti tekrar görünceye dek tüm dönüşün ne biçimde olduğunu aklınızda tutun; işte şimdi 360° döndürdüm, fakat çok zor durumdayım. Bununla birlikte, bardağı daha da döndürmeye devam edersem, ki bunu kolumu kırmayacak koşullar altında yapmam sinir bozucu bir şey, her şeyi düzeltmiş olurum. Böylece iki kez dönme hiçbir şey yapmamaya eşdeğerdir, fakat bir kez dönme farklı olabilir; bu nedenle dönme yapıp yapmadığınızın izini sürmelisiniz. Bu konuşmanın geri kalanı, bir dönme yapıp yapmadığınızın izini sürmeye çalışmanın sinir bozucu işkence girişimidir.[3]

Sadece bir örnek olarak, size ortaya çıkan formüllerin doğasına ait bir fikir vermek üzere, bu çalışmada yarım-açı formüllerine sahip olmak bakımından tipik olan bir başka şeye değineceğim. Örneğin, bir elektrona sahip olduğunuzu

[2] Dirac'a ait bu gösteri için, yani onun meşhur makas gösterisi için *bkz.* R.Penrose ve W. Rindler (1984), Spinors and Space-time, vol. I, p.43, Cambridge University Press.

[3] Bu kısım harfi harfine Feynman'ın konuşmasından alınmıştır.

ve spinin z-ekseni boyunca +1/2 olduğunu varsayın. Bu durumda z'-ekseni diyeceğiniz bir başka eksen boyunca spini ölçerseniz, bu yeni eksen boyunca spinin +1/2 olma olasılığı ne olacaktır? İki eksen arasındaki açı θ ise, yanıt şudur:



$$\text{Olasılık} = \cos^2(\theta/2) = (1+\cos\theta)/2$$
$$\text{Genlik} = \cos(\theta/2) = \sqrt{[(1+\cos\theta)/2]} \qquad (12)$$

Şimdi genlikleri bir spin ½ kuramında, skaler kuplajla inceliyeceğiz. Bu demektir ki U tedirgemesi mümkün olduğunca basittir, öyle ki genliklerin spin kısımları, tedirgemeden değil de parçacıkların kendilerinden ortaya çıkar; bu da çözümlememizi kolaylaştıracaktır. Bir göreli düzeltme dışında, yukarıdaki yarım-açı formülü gibi formüller elde edeceğiz. Haydi bakalım.

m kütleli bir parçacığımız varsa, biliyoruz ki enerji ve momentum

$$E^2 - p^2 = m^2 \qquad (13)$$

bağıntısını sağlamalıdır. Kuşkusuz m^2 sadece bir sabittir ve $p = |\mathbf{p}|$ momentumun büyüklüğüdür. Buna göre E verilince p bellidir ve tersi de doğrudur; dolayısıyla farklı iki değişkene ihtiyacımız yok. (13) denklemi, m^2 çarpanı ve eksi işareti dı-

şında, $\cos^2\theta + \sin^2\theta = 1$ trigonometri formülüne benziyor. E ve p'yi sadece bir değişken cinsinden parametrize etmek için trigonometrik fonksiyonlar yerine hiperbolik fonksiyonlar kullanabiliriz.

$$E = m \cosh \omega$$
$$p = m \sinh \omega \qquad (14)$$

yazarsak, E ve p otomatik olarak (13)'ü sağlar: ω yeni değişkenimizdir. Ona hızlılık [rapidity] denir.

Verilen bir spin durumunda durgun bir parçacığa sahip olduğumuzu ve tedirgemenin parçacığı p momentumlu bir duruma götürdüğünü varsayalım. Başlangıç momentumunun dört vektörü $p_1 = (m,0,0,0)$ ve sonundaki ise diyelim ki $p_2 = (E,p,0,0)$'dır, burada E ve p (14)'teki gibidir. Bu saçılma sürecinin genliği, (12)'ye benzeyen bir tür yarım-açı formülüyle verilir; şu an gereksiz olan çarpanlar dışında yazalım:

$$A_{saç} \sim \cosh(\omega/2) \qquad (15)$$

Yukardaki uzaysal dönme haline benzer olarak, bunu, yine burada önemsiz çarpanlar dışında, şöyle yazabiliriz:

$$A_{saç} \sim \sqrt{(\cosh \omega + 1)} \sim \sqrt{(E + m)} \qquad (16)$$

Bu genliği, $p_1.p_2 = Em$ olduğuna dikkat ederek, tek olarak göreli eşdeğişkin biçimde yazabiliriz; burada $p_1.p_2$ iki dörtlü vektörün skaler çarpımıdır. Dolayısıyla genlik şöyle yazılabilir:

$$A_{saç} \sim \sqrt{(p_1.p_2 + m^2)} \qquad (17)$$

Bunu göreli eşdeğişkin biçimde yazmanın gücü şudur: Özel bir hal içinde ulaştığımız bu genlik artık her p_1 ve p_2 için geçerlidir. Onu, çift üretimi genliğini türetmek için kullanacağız. Önceki gibi $p_1 = (m,0,0,0)$ fakat $p_2 = (-E, -p,0,0)$ seçtiğimizi varsayın. Bu eksi enerji durumu, kuşkusuz, bir karşı-parçacığı temsil eder. Bu kez $p_1.p_2 = -Em$ olur ve çift üretimi genliği olarak şunu elde ederiz:

$$A_{çift} \sim \sqrt{(-mE + m^2)} \sim i\sqrt{(E - m)} \qquad (18)$$

Bu sonuçları kullanarak, yukarıdaki toplam olasılıklar tartışmamızı spin ½ haline düzelteceğiz ve göreceğiz ki bu bizi Pauli dışarlama ilkesini yürürlüğe koymaya zorlayacak. Tartışma sıfır-spin haline epeyce benzemektedir; dolayısıyla daha çok spin-sıfır ile spin ½ arasındaki fark üzerine yoğunlaşacağım.

Boşluktan başlayan süreçleri ele alırsak, spin-sıfırlı tartışma doğrudan buraya aktarılabilir ve Şekil 6'da görülen bağıntıyı elde ederiz.

Şimdi de ϕ_0 durumundaki bir parçacıktan başlayan süreçleri inceleyelim; burada parçacığı durgun olarak alacağız. Şekil 7'deki aynı altı diyagramı elde ederiz, fakat bu kez birbiriyle ilgili diyagramlar arasındaki genlikler temelden farklı bağıntılar sağlarlar.

Toplam olasılık için Şekil 7b, c ve d'nin gerçel kısmıyla ve Şekil 7e ve f'nin ise mutlak karesiyle ilgileniriz. Şekil 7b'yle başlayalım. Bu süreçte parçacık x_1'de p durumuna saçılır ve x_2'ye ilerler, burada geriye ϕ_0 durumuna saçılır. (17)'den biliyoruz ki saçılmalar her biri için bir $\sqrt{(E+m)}$ çarpanı verir; böylece Şekil 7b için genlik şu olur:

$$A_b = -\int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E_p}(E_p + m) \times \exp\{-i[E_p(t_2 - t_1) - \mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]\}, \tag{19}$$

Burada eksi işareti, her köşedeki $-i$ çarpanlarından kaynaklanır.

Şekil 7e'deki saçılma süreci için olasılık, (16)'nın mutlak karesiyle verilir; böylece momentumlar üzerinden toplayınca anlaşılır ki (16) ve (19) denklemleri, spin ½ parçacıkları için de Şekil 3'te görülen bağıntının geçerli olduğunu söyler.

Şekil 7c'ye ait doğru ifadeyi elde etmek için şimdi dikkatli olmalıyız. Bu ifade, t_2, $\mathbf{x}_2$ ve t_1, $\mathbf{x}_1$ uzaysal aralıklı olduklarında, eksi frekanslı (19) bağıntısına eşit bir ifade olmalıdır.

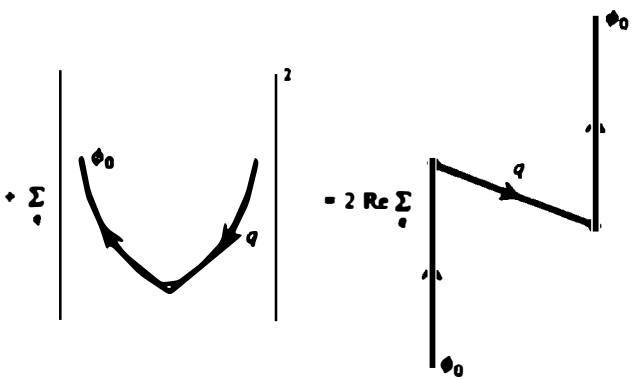
Fakat (19) bağıntısı açıkça $-[m + i(\partial/\partial t_2)F(2,1)]$'e eşittir (*bkz.* (7)); bu da uzaysal bölgede $-[m + i(\partial/\partial t_2)G(2,1)]$'e eşittir; dolayısıyla Şekil 7c, tek olarak

$$A_c = -\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_p}(-E_p + m)$$

$$\times \exp\{+i[E_p(t_2 - t_1) - \mathbf{p}\cdot(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)]\}. \qquad (20)$$

şeklinde olmalıdır. Bu ifade, (18) kullanılmaksızın, ((11)'in türetilmesindeki gibi) analitik öteleme argümanlarıyla elde edildi; $(-E_p + m)$ çarpanının $A_{(2)}$'teki (bkz. (18)) iki çarpandan ortaya çıktığı düşünülebilse bile.

Spin ½ ile spin-sıfır halleri arasındaki önemli fark şu noktada ortaya çıkar: Şekil 4'te görülen bağıntı, fermiyonlar için yanlıştır. Spin ½ halinde bunu görmek için gerekli tüm malzemeye sahibiz. Çift üretiminin gerekli artı olasılığı için $(E_p + m)$'yi (18)'den elde ederiz; bunu (20) genliğinin gerçel kısmıyla karşılaştırarak (ki bu, $(-E_p + m)$ çarpanı kere spin-sıfır genliğine sahiptir) Şekil 10'da görülen bağıntıyı buluruz ki bu da Şekil 4'ten can alıcı bir eksi işaretiyle ayrılır.



Şekil 10 Spin ½ parçacıkları için Şekil 4'e karşılık gelen özdeşlik.

Şimdi, hatırlarsanız, Bose halinde Şekil 7c toplam olasılığa bir eksi katkıda bulunmuştu. Bu, her şeyi dengelemek için beklenmeyen fazlalık bir artı katkının olması gerektiği anlamını taşıyordu. İşin sırrı, p = 0'lı Şekil 7d ve 7f ile Şekil 7c'ye indirgenebilirdi. Değiş-tokuş diyagramını (Şekil 8) eklemenin gerekli artı katkıyı sağladığı görülmüştü. Net içerme, Bose istatistiğinin gerekli olduğuydu.

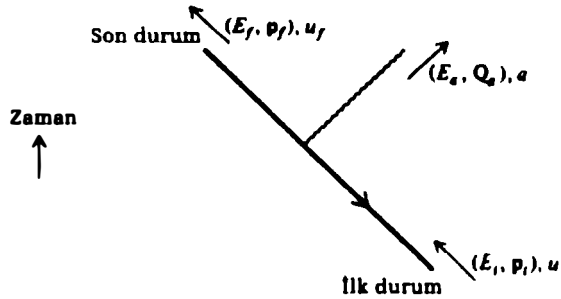
Fermi halinde, Şekil 7c tersine toplam olasılığa (Şekil 10'dan görülebileceği gibi) *artı* bir katkı yapar, öyle ki ihtiyacımız, fazlalık bir *eksi* katkıdır. Aslında, Şekil 6 ve 10'dan dolayı, Şekil 7c ve d (p = 0'lı) birbirlerini tam olarak yok ederler; dolayısıyla toplam olasılığın bir olması için, Şekil 8'deki iki diyagramın da birbirlerini tam olarak yok etmeleri gereksinimiyle karşı karşıya kalırız.

Buradan görürüz ki, sadece bir fermiyon çiftinin değiş-tokuşuyla birbirinden fark eden diyagramlar için genlikler birbirlerinden çıkarılmalıdır. Ancak şunu söylerseniz her şey birbiriyle uyuşur: Belli bir durumda bir "gözlemci" parçacık varsa, bu durum içine çift üretimi yoluyla bir başka parçacık daha yaratma olasılığı fermiyonlar için *azalır*; Bose halinde olduğu gibi genlik 1 + 1 = 2 'ye yükselmek yerine, Fermi halinde 1 – 1 = 0 'a gider. Kural şudur: Bir durumda bir parçacığa sahipseniz, çift yaratımı yoluyla o duruma bir parçacık daha ekleyemezsiniz ve ilk parçacığın, tesadüfen olmasını beklediğiniz bir şeyi önlemesi gerçeği, olasılığı gereken bir başka yere kaydırır. Böylece spin ile istatistik arasındaki ilintiyi özel bir örnek için göstermiş olduk; spin ½ için bu ilinti, spin-sıfır için olandan farklıdır. Kuantum mekaniği ile göreliliği kullandık ve kuşkusuz Dirac denkleminin formüllerini. Şimdi bunun neden işlediği hakkında daha da açık bir fikir elde etmek için tartışmamızı sürdüreceğiz.

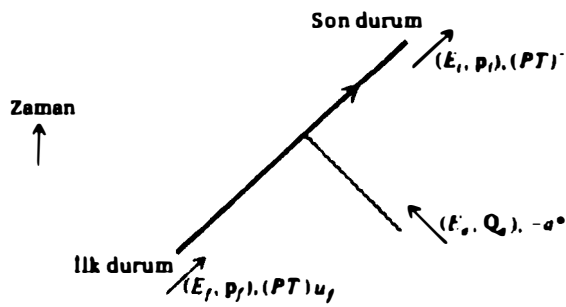
KARŞIPARÇACIKLAR VE ZAMAN TERSİNMESİ

Şimdi yapmak istediğim, bir parçacığı karşı-parçacığına bağlayan genel kuralı formülleştirmektir. Daha önce oldukça açık biçimde söyledik ki karşı-parçacığın davranışını

incelemek için tüm yapmanız gereken, parçacığa "geriye doğru" bakmaktır. Daha kesin olmak gerekirse, şu söyleyeceklerim doğrudur: Varsayınız ki momentumu $\mathbf{p}_i$, enerjisi E_i, spin durumu u_i (spini her neyse) olan bir başlangıç durumundaki karşı-parçacıkla başlıyorsunuz. Bu durumda başlayan karşı-parçacık çeşitli şeyler yapabilir. Örneğin, karşı-parçacık yüklüyse, kutuplanması a, momentumu $\mathbf{Q}_a$, enerjisi E_a olan bir foton yayınlayabilir ve $\mathbf{p}_f$ momentumlu, E_f enerjili, u_f spinli bir son duruma geçer. Karşı-parçacığın bunu yapması genliği, parçacığın tersini yapması genliğiyle; yani $\mathbf{p}_f$ momentumu, E_f enerjisi, $(PT)u_f$ spin durumuyla başlayıp $-a^*$ kutuplu, $\mathbf{Q}_a$ momentumlu, E_a enerjili bir foton soğurarak $\mathbf{p}_i$ momentumlu, E_i enerjili, $(PT)^{-1}u_i$ spinli bir duruma geçen parçacığın genliğiyle *aynıdır* (Şekil 11). Böylece karşı-parçacık davranışına sadece *PT*'yi uygulayarak parçacık davranışı için genliği elde edersiniz. Dikkat ederseniz, *PT* işlemi uygulanmış **p** momentumlu, *E* enerjili bir durum, yine **p** momentumlu, *E* enerjili bir durumdur. Neden? Çünkü o durumun zaman tersinmişi, $-\mathbf{p}$ momentumuna ve *E* enerjisine sahiptir; fakat sonra pariteyi uygulama ve tüm uzaysal yönleri tersine çevirme, onu **p** momentumu ve *E* enerjisine geri getirir. *PT* fotonun kutuplanmasını etkimesine karşın, spin durumlarını da etkir. Sürecin bir ucunda ters dönüşüm, yani bir $(PT)^{-1}$ dönüşümü yapmamız gereğine dikkat ediniz. Bu ters dönüşüm *PT*'yle aynı gibi görünse de, hemen göreceğiz ki arada ince bir fark vardır. Bunun sonucu olarak, parçacığı karşı-parçacığa değiştiren *C* işlemi, bir *T* zaman tersinmesiyle birlikte bir *P* parite tersinmesine eşdeğerdir. Her şey zamanca ters sırada yapılır. Örneğin, dairesel kutuplu ışığa sahipseniz, kutuplanma vektörü diyelim ki $(e_x, e_y) = (1,i)$ 'dir, zaman tersinmeli kutuplanma ise $(e_x, e_y)^* = (1,-i)$ olup ters yönde dönen elektrik vektörüne sahiptir. Bu durumda $PT(e_x, e_y) = -(e_x, e_y)^*$ 'dır vs. $C = PT$; her şey zamanca geriye doğru ve uzayda tersinmiş. Bunun kanıtlanması için ise ayrıntılara girmeyeceğim.



(a)



(b)

Şekil 11 (a) Bir karşı-parçacığı içeren bir süreç (b) parçacık için buna karşılık gelen süreç.

Yukarıda değinildiği gibi, karşı-parçacığın davranışından parçacığınki elde edilirken, bir uçta bir spin durumu PT uygulanmışa sahip iken, diğer uçta diğeri $(PT)^{-1}$ uygulanmışa sahiptir. İkisine de aynı dönüşümü uygulamış olmayı yeğlerdik; çünkü eğer spin durumları u_i ve u_f aynıysa, o zaman $(PT)u_i$ ve $(PT)u_f$ spin durumları da aynıdır. Bunu daha sonra kullanmaya ihtiyacımız olacak. P parite işlemiyle sorun olmadığı anlaşılır; bu nedenle evreleri öyle seçelim ki $P^2 = 1$ olsun, yani iki uzay tersinmesi hiçbir şey yapmamayla aynı olsun. Göstereceğimiz şey, spin ½ parçacıkları için T^2

$= -T$, yani $TT = -1$, oysa ki spin-sıfır için $TT = +1$ olduğudur. İşaretteki fark, yani bu ekstra eksi işareti, Pauli dışarlama ilkesinin ve Fermi istatistiğinin geldiği yerdir.

ART ARDA İKİ ZAMAN TERSİNMESİNİN ETKİSİ

İki zaman tersinmesi neden ½ spinli bir parçacığın işaretini değiştirir? Yanıt şudur: T'yi iki kez değiştirmek, bir 360°'lik dönmeye eşdeğerdir. Eğer x-eksenini iki kez ters çevirirsem, 360°'lik bir dönme yapmış olurum. Dört boyutlu uzayzamanda düşünürsem, aynı şey t-ekseni için de doğru olur. Aşağıda göstereceğim gibi, bu gerçekten de doğrudur (t ile x arasında hiçbir göreli bağıntı söylemesem de!). Bu durumda yukarıda dediğimiz gibi, spin ½ 'li bir parçacığı 360° döndürmek, onu (–1) ile çarpmaya yol açar; böylece $TT = -1$ bulunur. Şimdi spin ½ için $TT = -1$ 'e sahip olmamız gerektiğini gösterelim.

Tablo I 'de çeşitli durumları, T'yi bunlara bir kez uyguladığınız zaman ve sonra bir kez daha uyguladığınız zaman elde edeceğiniz durumlarla birlikte listeledim. İlk durum, parçacığın uzayda x noktasında bulunduğu bir durumdur; bu durum, Dirac gösterimini kullanarak $|x\rangle$ şeklinde yazılmıştır. "|" ile ">" arasına durumun adı yazılır ya da tam onu etiketlemek için bir şey; burada parçacığın bulunduğu x noktası yazılmıştır. Durumun zaman tersinmişi $T\,|x\rangle = |x\rangle$ olur; yani parçacık aynı noktada kalacaktır; matah bir şey değil. Diğer taraftan, p momentumlu durumdaki parçacık (yani bir $|p\rangle$ durumu) $-p$ momentumlu bir duruma zamanca tersinecektir, fakat sonra ikinci bir zaman tersinmesiyle tekrar $|p\rangle$ 'ye geri gelecektir.

$|p\rangle$ durumunun dikkate alınması, bize T'nin "karşı-üniter" denen bir işlemci olduğunu gösterir. $|p\rangle$ 'yi, farklı konumlardaki farklı evreli $|x\rangle$ durumlarını bir araya getirerek kurabiliriz. Zamanca tersinmiş $|-p\rangle$ durumunu elde etmek için, sadece $T\,|x\rangle = |x\rangle$ durumlarını alırız, ama $|p\rangle$ 'yi kurarken kullanılan evrelerin karmaşık [kompleks] eşleniklerini de alarak. Dolayısıyla genel olarak $T\,[\alpha|a\rangle + \beta|b\rangle] = \alpha^*\,T\,|a\rangle + \beta^*\,T\,|b\rangle$ olur. Diğer bir deyişle, bir karşıt-üniter işlemci

için gördüğünüz katsayıların karmaşık eşleniklerini almalısınız. Kuşkusuz, T'yi bir kez daha uygularsanız katsayıların karmaşık eşleniklerini tekrar alırsınız; cebirde çok iyiyseniz bunu yapmanın zaman kaybı olduğunu bilirsiniz. Şimdi $TT|a>$ aynı fiziksel $|a>$ durumu olmalıdır, fakat kahrolası kuantum mekaniği her zaman size farklı bir evreye sahip olma izni verir. Bu nedenle, yukarıdaki fikir yürütmeyle, tüm durumlar için aynı evreyi alarak $TT|a> =$evre$|a>$ ile $|a>$ durumu üst üste bindirilebilir; öyle ki durumlar arasındaki girişim, TT'yi uygulamadan önce ve sonra aynıdır. Spin-sıfır ve spin ½ durumları üst üste bindirilemez, bu iki türden durumlar temelde farklıdırlar; dolayısıyla TT'yi uyguladığınızda toptan evre değişimi, ikisi arasında farklı olabilir.

Tablo I. Zaman tersinmesinin çeşitli durumlar üzerine etkisi

Durum $\|a>$	Zaman tersinmişi $T\|a>$	İki kez zaman tersinmişi $TT\|a>$
$\|x>$	$\|x>$	$\|x>$
$\|p> = \Sigma e^{ipx}\|x>$	$\|-p>=\Sigma e^{-ipx}\|x>$	$\|p>$
$\alpha\|a>+\beta\|b>$	$\alpha^* T\|a>+\beta^* T\|b>$	$\alpha TT\|a>+\beta TT\|b>$
Tam spin durumları		
$\|j,m=0>$	$e^{i\phi}\|j,m=0>$	$e^{i\phi}e^{-i\phi}\|j,m=0>= \|j,m=0>$
Spin ½ durumları		
$\|+z>$	$\|-z>$	$-\|+z>$
$\|-z>$	$-\|+z>$	$-\|-z>$
$\|+x>=(\|+z> + \|-z>)/\sqrt{2}$	$(\|-z> - \|+z>)/\sqrt{2} =- \|-x>$	$-\|+x>$
$\|-x>=(\|+z> - \|-z>)/\sqrt{2}$	$(\|-z> + \|+z>)/\sqrt{2} = \|+x>$	$-\|-x>$

Şimdi kullanacağımız şudur: Eğer bir $|j,m>$ açısal momentum durumuna sahipseniz, o zaman $T|j,m>$ = evre$|j,-m>$ olur. Açısal momentum için şuna benzer bir şey olmalıdır: Bir yönde dönen bir şeyin zaman tersinmişi, zıt yönde dönen bir nesnedir. Örneğin, $\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p}$ açısal momentumuna T'yi uygularsak, T işlemcisi $\mathbf{r}\rightarrow\mathbf{r}$ ve $\mathbf{p}\rightarrow-\mathbf{p}$ yaptığından, $T\mathbf{L} = -\mathbf{L}$ buluruz, yani T'yi uyguladığınızda zıt açısal momentumu elde edersiniz.

İlk önce tam spinli durumları ele alalım. Açısal momentumun z bileşeni sıfır olan bir durum, yani $|j,m=0>$ durumu

olacaktır. Buna bir kez T uygulayınca, aynı $|j,m=0\rangle$ durumu kere bir evre haline gelir; fakat T'yi bir daha uygulayınca, T'nin karşıt-üniter olduğu gerçeğini kullanarak, tam olarak $|j,m=0\rangle$ durumuna geri gelinir. Üst üste binen tüm durumlar için evreler aynı olduğundan, tam spin durumları için $TT = +1$'dir.

Yarı tam spinde ne olduğunu anlamak için en basit spin ½ örneğini alalım. Tablomuzu sadece dört özel durum için doldurmaya çalışalım. Bunlar, z-ekseni boyunca yukarı ve aşağı $|+z\rangle$, $|-z\rangle$ ve x-ekseni boyunca yukarı ve aşağı $|+x\rangle$, $|-x\rangle$'dir. Temel spin kuramı, bize son ikinin ($|+z\rangle$ ve $|-z\rangle$) baz durumları cinsinden nasıl ifade edilebileceğini söyler: Bunlardan biri olan $|+x\rangle$, aynı evrede üst üste gelme, diğeri $|-x\rangle$ ise zıt evrede üst üste gelmedir. $|+z\rangle$'nin fiziksel olarak zaman tersinmiş durumu $|-z\rangle$ ve $|-z\rangle$'ninki $|+z\rangle$'dir. Benzer biçimde, $|+x\rangle$'in zaman tersinmesi bizi bir evre içerisinde $|-x\rangle$'e yollamalıdır.

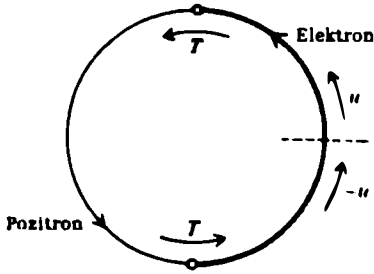
İlk nesnemiz $T|+z\rangle$ için, en azından bir evre içinde $|-z\rangle$'yi elde etmeliyiz. Bu ilk evre keyfi seçilebilir, daha sonra kontrol edebileceğiniz gibi, pekâlâ $T|+z\rangle = |-z\rangle$ alabiliriz. Şimdi de $T|-z\rangle$ bir evre kere $|+z\rangle$ olmalıdır. Fakat bunu basitçe $|+z\rangle$ olarak seçemeyiz, çünkü o zaman $|+z\rangle$ ve $|-z\rangle$'nin aynı-evreli üst üste gelmişi olan $|+x\rangle$ üzerine T işlemi, bir çarpan kere zıt-evreli $|-x\rangle$ durumunu değil de (ki fiziksel olarak o olmalıdır), ancak aynı-evreli aynı $|+x\rangle$ durumunu geri verecektir. Bu evre tersinmesinin meydana gelmesi için, $T|+z\rangle$ için yaptığımızın zıt evrelisini yapmalı, yani $T|-z\rangle = -|+z\rangle$ *almalıyız*. Şimdi $T(T|+z\rangle) = T|-z\rangle = -|+z\rangle$ olur ve tablonun gerisi doldurulabilir. Dolayısıyla, her yarı tam j spini için kolayca gösterilebileceği gibi, spin ½ için $TT = -1$'dir, burada zaman tersinmesi asla bizi aynı fiziksel duruma geri getirmez. Böylece bunu tam sayı spinli parçacıklar için olan sonuçla birleştirince, $TT = 360°$'lik dönmeye sahip oluruz.

Artık spin ½ halkasının işaretine geldik. Göreli kuantum mekaniğinde bir potansiyelle çiftlerin yaratılabildiğini hatırlarsınız; böylece boşluğun (yani, hiç parçacık içermeyen

durumun) yine boşluk kalması için olasılık birden küçük olmalıdır. Boşluğun boşluk kalması için genliği $1 + X$ olarak yazalım; burada X, Şekil 6'nın sağ tarafında çizilmiş olan tüm kapalı halkalardan gelen katkılardır. Bu durumda X, boşluğun boşluk kalma olasılığına bir eksi katkı yapmalıdır; Şekil 6'daki özdeşlik de bunu söylemektedir, çünkü sol taraf kesinlikle eksidir.

X'e katkıda bulunan halkaları ele alalım. Bir halka, örneğin şöyle kurulur: u Dirac dalga fonksiyonlu bir durumdaki bir elektronla başlayıp halka boyunca ilerlersiniz ve aynı fiziksel u durumuna geri dönersiniz. Yapmanız gereken, sonuçtaki matris çarpımının izini almak, yani köşegen elemanlar üzerinden toplamaktır. Fakat burada bir incelik söz konusudur; aynı fiziksel durum 360° derece döndürülmüş olabilirdi ve gerçekten de buna (ya da bunun eşdeğeri olan TT'ye) sahip olduğumuzu görürüz. Bu süreci hangi çerçeveden gözlerseniz gözleyin, elektron bir aşamada zamanca geriye doğru hareket eden bir pozitrona değişir (bir T) ve daha sonra zamanca ileriye doğru giden bir elektrona geri döner (bir diğer T); böylece tüm halka boyunca ilerlemek sizi en sonunda TTu durumuna geri getirir; *bkz.* Şekil 12.

Aynı TT işlemcisi bozon (spin-sıfır) halinde de etki edecektir, fakat orada $TT = +1$ olup, sorun yoktur. Bozon halinde, her şey iyi işlemektedir; X'teki sıradan iz bir eksi katkıya yol açar. Fakat spin ½ halinde, şimdi bir ekstra eksi işareti bulduk. Böylece Şekil 6'daki özdeşliğin doğru olmasını temin etmek, X'in olasılığa bir eksi katkı sağlamasını garantilemek için, yarı tam spin halinde yeni bir kural eklemeliyiz: $TT = -1$ 'den gelen eksi işaretini telafi etmek için, her sıradan halka izine bir ekstra eksi işareti iliştirmeliyiz. Eğer bu ekstra eksi işaretini koymazsak, olasılıklarımız birbirine eklenmez ve spin ½'nin uyumlu bir kuramına sahip olamayız. Bu işaret ancak Fermi istatistiğiyle uyumludur.

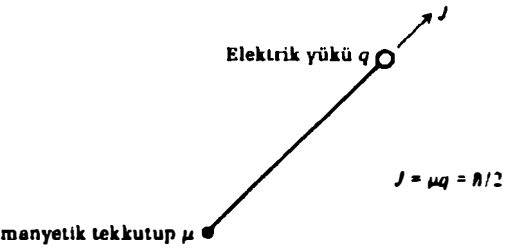


Şekil 12 İki zaman tersinmesinin de görüldüğü, bir parçacık-karşı-parçacık halkası.

Spin ½ halkaları için bu genel kural, yani her kapalı halka için genliğin bir −1'le çarpılması, Fermi istatistiğine sahip olmamızın nedenidir; *bkz.* Şekil 9. Şekil 9a ve 9b'deki iki hal arasında göreli bir eksi işareti vardır; çünkü Şekil 9a iki halkaya sahipken Şekil 9b sadece bir halkaya sahiptir. Dolayısıyla Şekil 9 bize, iki parçacığı değiş-tokuş ettiğinizde işin içine göreli bir eksi işareti katmalısınız, yani Fermi istatistiğine uymalısınız der!

MANYETİK TEK-KUTUPLAR VE FERMI İSTATİSTİĞİ

Son olarak, parçacıkların dönme özellikleri ile onların istatistiklerinin bağlantısını daha da berrak biçimde açıklamak için, size içinde ½ spinli bir nesne olan bir örnek vermek istiyorum; burada açısal momentumun nereden geldiğini biliyoruz. Bir elektrik yükünün varlığında bir manyetik tekkutupa sahip olduğumuzu varsayın (Şekil 13). Bir manyetik tekkutup Dirac'ın icat ettiği bir şeydir; dolayısıyla bu derste ona değinmek çok uygundur. Bir elektrik yükü nasıl ki elektrik akısının kaynağı ise, bir manyetik tekkutup da manyetik akının kaynağıdır. Şu ana dek kimse bir manyetik tekkutup görmedi, ama biz daima hayal edebiliriz. Aslında, çok çok uzun bir çubuk mıknatısımız olsaydı, bir uçtan çıkan manyetik akı, diğer uç çok uzakta bulunacağından, bu manyetik tekkutuplardan birinin akısına biraz benzerdi.

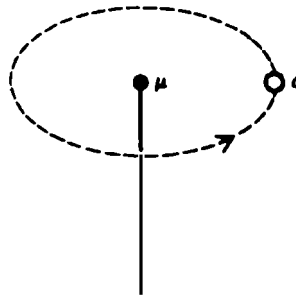


Şekil 13 Bir q elektrik yükünün varlığı halinde, bir μ manyetik tekkutupu.

Her neyse, bir q elektrik yükünün varlığında μ manyetik yüklü bir manyetik tekkutbun bulunduğunu varsayalım. Bu iki nesne de sıfır spine sahip olsun; böylece herhangi bir iç açısal momentum için kaygılanmayacağız demektir. Fakat bu nesneler birbirlerinin varlık bölgesi içindedirler, bu nedenle E^B Poynting vektörünü normal şekilde kurabilirsiniz. Poynting vektörü üzerinden alınan integral, size momentumun ne kadar olduğunu söyler ve onu hesaplarsanız, bu birleşik nesnenin bir açısal momentuma (yük ve kutbu birleştiren doğru boyunca) sahip olduğunu ve bunun iki nesnenin birbirlerinden ne kadar uzakta bulunduklarına bağlı olmadığını görürsünüz. Açısal momentumun ne kadar olduğunu birçok yoldan hesaplayabilirsiniz; bunu size bir alıştırma olarak bırakıyorum, fakat hesaplayınca, açısal momentumun μq'ya eşit olduğunu bulursunuz.[4]

Şimdi kuantum mekaniğinde açısal momentum kuantumlu olmalıdır. Aslında, sadece ½ħ'ın katları değerlerindeki açısal momentumlar izinlidir; bu nedenle izinli olan en küçük değeri alalım; yani $\mu q = \frac{1}{2}\hbar$ diyelim; böylece ½ spinli bir nesneyi biz kendimiz kurmuş olduk. Bundan sonra bu nesneyi 360° döndürerek evre'nin −1 kadar değiştiğini bulmalıyız; bu olur mu, haydi onu görelim.

[4] Belki de açısal momentumu saptamanın en basit yolu, elektronun tekkutup etrafındaki bir çember üzerinde dönmesiyle, ekseni (q ve μ'yü birleştiren doğru) ω açısal hızıyla döndürmek için uygulanması gereken kuvvet momentini (tork) bulmaktır. Bu kuvvet, kuşkusuz, tekkutbun manyetik alanı içinde elektronun hareketinden ortaya çıkar.



Şekil 14 q elektrik yükünün, manyetik tekkutbun etrafında 360° dönmesi.

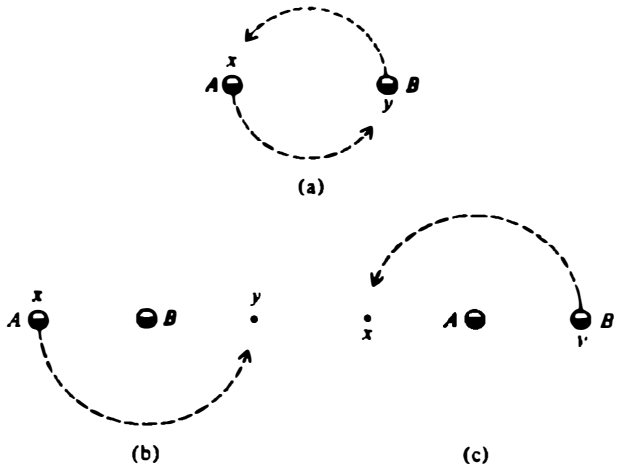
Manyetik yükün tespit edildiğini varsayalım ve elektrik yükünü onun etrafında 360° döndürelim (Şekil 14). Bir q elektrik yükünü bir manyetik alanda hareket ettirdiğinizde, evre'nin $\exp(iq\int \mathbf{A}\cdot d\mathbf{x})$ kadar değiştiğini söyleyen ünlü bir teorem vardır; burada $\int \mathbf{A}\cdot d\mathbf{x}$, A vektör potansiyelinin elektrik yükünün izlediği yol boyunca alınan çizgi integralidir. (Bu sizi korkutmak anlamına gelir!) Bu durumda, çizgi integrali çemberi dolanacaktır, fakat basit vektörel hesaba göre A 'nın çizgi integralini, B manyetik alanının çemberi sınır kabul eden bir yüzey üzerinden bir yüzey integraline çevirebilirim. Çizgi integralini B'nin üst yarıküre üzerinden bir yüzey integraline çevirdiğimi varsayın. B'nin yüzey integrali, tam olarak o yüzeyden geçen akıdır. Şimdi, bir manyetik tekkutup tarafından yayınlanan toplam akı $4\pi\mu$ 'dür; yani tekkutubu tamamıyla kapatan bir kürenin tüm yüzeyi üzerinden akının integrali $4\pi\mu$ olurdu. Burada sadece bir yarıküre üzerinden integral alıyoruz, bu nedenle bunun yarısını, yani $2\pi\mu$ elde ederiz. Dolayısıyla toplam evre değişimi $\exp(2\pi i\mu q)$ olacaktır ve $\mu q = \frac{1}{2}$ alarak, evre değişimi $\exp(i\pi) = -1$ olarak hesaplanır; sorun yoktur, bu kesinlikle doğrudur.

Bu noktada biraz konu dışına çıkmalıyım, çünkü Dirac'ın, eğer evre'nin bir yerlerinde sadece bir tekkutup varsa elektrik yükünün kuantize olması gerektiğini gösteren bir kanıtına çok yakınlaştık. Kanıt şunun gibidir: Üst yarı yerine alt

yarıküre üzerinden integral almayı seçseydim, aynı yanıtı elde etmeliydim. Bu durumda, yüzey, çizgi integralinin yönüne göre zıt yönelime sahiptir, buna göre evre değişiminin $\exp(-i\pi)$ olduğu anlaşılır, ki bu da -1'dir. Fakat dikkat ederseniz, q yükü $\hbar/2\mu$'nün bir katı olarak kuantize olmasaydı, o zaman iki farklı yüzey, farklı yanıtlar verir ve bir uyuşmazlık doğardı. Bundan ötürü, manyetik tekkutupların varlığı, yükün kuantize olmasını içerir ve yükün kuantumlanmış olduğuna inandığımızdan, bu, bazı kimseleri manyetik tekkutupların da varlığına inandırır.

Şimdi şu nesnelerden ikisine sahip olduğumuzu varsayalım: bir yük-tekkutup birleşiği, ki buna A diyelim ve buna eşdeğer olan bir diğeri, ki ona da B diyelim. Başlangıç olarak A, x noktasında ve B ise y noktasında olsun (ikisi de aynı yönü göstersin, diyelim ki yukarısını). Onların yerlerini değiş-tokuş edersem ne olur? Pekâlâ, bakalım.

Şekil 15a değiş-tokuş işlemini göstermektedir. Bu süreçte kazanılan evre değişimini hesaplamak istiyoruz. Evre değişimi, sadece B'deki tekkutbun etrafında A'nın hareketindeki değişme ile A'daki tekkutbun etrafında B'nin hareketindeki değişmeden kaynaklanır. (Her bir birleşik içindeki yük ve tekkutbun göreli konumları değişmez.) B'den bakılınca, değiş-tokuş işlemi Şekil 15b gibi, A'dan ise Şekil 15c gibi görünür. Her bir bağıl hareket, toplam toptan evre değişimine $\exp(iq\int \mathbf{A}\cdot d\mathbf{x}/\hbar)$ miktarında katkıda bulunur. A bileşiği B etrafında 180° ve B'nin kendisi de A etrafında 180° hareket ettiğinden, burada 360°'lik bir dönme vardır. Çizgi integrallerine bakarak evre değişimi hesaplanırsa, Şekil 15b x'ten y'ye bir çizgi integrali ve Şekil 15c ise y'den x'e dönen bir çizgi integrali verir; bu ikisi bir araya getirilince, tekkutbun etrafında, tam da 360°'lik bir dönme için olduğu gibi, tam kapalı bir halka boyunca bir çizgi integrali ve dolayısıyla daha önce gördüğümüz gibi bir (-1) çarpanı elde ederiz. Fermi istatistiğinden beklediğimiz de kuşkusuz tam olarak budur: iki adet spin ½ nesnesi değiş-tokuş edildiğinde, bir (-1) çarpanı ortaya çıkar. (Spin-sıfır kısımlarının, yani yüklerin ve kutupların, Bose kurallarına uyduğunu varsaydık.)



Şekil 15 İki adet yük-kutup sisteminin değiş-tokuşu.

ÖZET

Tüm ayrıntılarıyla uzun bir yol kat ettik; fakat hatırlanacak olanlar temel düşüncelerdir. İşte, sırasıyla onlar. Parçacıkların sadece artı enerjilere sahip olabilecekleri hususunda ısrar edersek, o zaman ışık konisinin dışındaki yayılmadan kaçınamazsınız. Böyle bir yayılmaya başka bir çerçeveden bakarsak, parçacığın zaman içinde geriye doğru hareket ettiğini görürüz: Bu bir karşı-parçacıktır. Bir kişinin gerçek parçacığı, diğer kişinin gerçek karşı-parçacığıdır. Bunun sonucunda, bir şeyin meydana gelme olasılığı 1 olmalıdır düşüncesini gözönüne alarak, karşı-parçacıkların varlığı ve spinsiz parçacıklar için Bose istatistiğinin belirttiği çift yaratımı nedenleriyle, fazlalık diyagramların ortaya çıkacağını görmüştük. Aynı düşünceyi fermiyonlarda denediğimizde, parçacıkların değiş-tokuş edilmesinin bize bir eksi işareti verdiğini gözledik: Fermiyonlar Fermi istatistiğine uyarlar. Genel kural, bir çift zaman tersinmesinin 360'lik bir dönmeyle aynı olduğuydu. Bu bize spin ile istatistik arasındaki bağlantıyı ve spin ½ için dışarlama ilkesini vermişti. Bu her şeyi içerir; gerisi sadece özen ve ayrıntıdır.



Richard Feynman (Dirac'ı Anma Konferansı'nı veriyor)

Konferansta özenle anlatılanların tümü bunlardı; fakat dinleyicilerle yaptığım konuşmalardan sonra ve daha geniş ölçüde düşününce, spin ve istatistik bağlantısını daha açık ile direkt hale getirecek bazı düşünce ve yorumlar eklemek istedim. Kutup ve yükten oluşan sistemlerin tartışılmasında çıkarılacak sonuç, iki zaman tersinmesinin etkisinin göreli çözümlemesi aracılıyla değil de, doğrudan 360°'lik bir dönmenin sonucu olarak elde edilmişti. Bu kanıtlama, çok daha genel yapılabilir. Kuantum mekaniğinde seçeneklere karşılık gelen genliklerin toplanması gerektiği gibi bir anlayıştan Bose kuralının apaçık olduğu bakış açısını benimseyelim. Peki, Fermi halinde ne olacak?

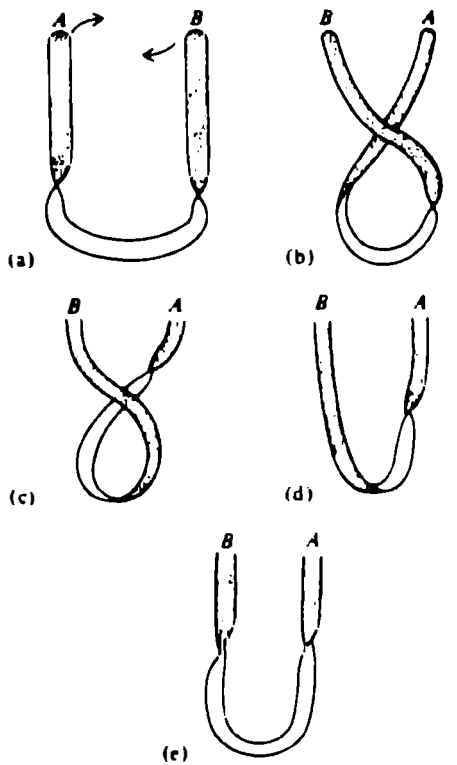
Yarı tam spinli nesneler için genliğin işaretinin belirsiz olabileceğine işaret etmiştik; çünkü farkına varılmadan 360°'lik dönmeler meydana gelebilirdi.

Şimdi, anlamak istediğimiz spin-istatistik kuralı, her iki hal için aynı anda bir tek kuralla ifade edilebilir: *İki parçacığın değiş-tokuşunun dalga fonksiyonu üzerine etkisi, onlardan birinin gözlem çerçevesini diğerinin çerçevesine göre 360° döndürmenin etkisiyle aynıdır.* Peki, bu neden doğru olmalıdır? Neden? Çünkü basitçe böyle bir değiş-tokuş tam olarak böyle bir bağıl çerçeve dönmesini içerir!

Kutup-yük örneğinde zaten şuna dikkati çekmiştik; eğer *A* ve *B* (tam olarak kesişmeyen yollarla) değiş-tokuş edilirse, *A* sistemi *B*'yi onun etrafında 180° kadar dönüyor diye görür ve *B* de *A*'yı onun etrafında aynı yönde 180° kadar dönüyor görür; yani 360°'lik bir müşterek dönme. Bunun genelde doğru olduğunu onaylamak için şunu gözümüzde canlandırabiliriz (David Finkelstein'ın bir düşüncesi); *A* ve *B* sistemleri, bir lastik şerit ya da kayışın uçlarına karşılık gelen noktalarda olacak şekilde bu şerit ya da kayışla bağlanmış olsun. Çer-

çevelerin bağıl olarak dönüp dönmediğini, şeritte 360°'lik bir bükülme arayarak doğrulayabiliriz (*A* ve *B* uçları değiş-tokuş edildiğinde, şeridin uzaysal yerleşimi yaklaşık olarak eski haline gelir). Ve gerçekten de sistemleri değiş-tokuş etmek (her biri kendine paralel hareket ederek, mutlak dönme olmadan) şeritte tam olarak böyle bir bükülmeye neden olur (Şekil 16).

Mademki değiş-tokuş, bir nesnenin diğerine göre 360°'lik böyle bir dönmesini dolaylı biçimde ifade etmektedir; öyleyse yarı tam spinli nesnelerin değiş-tokuşu için böyle bir dönmeyle (–1) evre çarpanına yol açmasını beklemek için her türlü neden vardır.



Şekil 16 (a)'dan (e)'ye giden dizide kayışın uçları konumca yerdeğiştirmiştir. Dikkat ederseniz, (e)'de sağ taraftaki bükülme, (a)'dakinin zıttı halindedir. Onu tam olarak eski haline getirmek için, sağ kayışın düşey etrafında 360°'lik bir ekstra dönüşü gerekir.

FİZİĞİN SON YASALARINA DOĞRU

Steven Weinberg

Paul Dirac'ın onuruna konuşmak üzere beni buraya davet ettikleri için St. John Kolejine ve Cambridge Matematik Fakültesine teşekkür ederim. Bir öğrenci olarak onun büyük başarılarını öğrendiğim zaman aşırı derecede huşu duymuştum. Daha sonra Dirac'la birkaç kez karşılaşma ayrıcalığına sahip oldum ve hâlâ ona karşı büyük hayranlık ve hürmetle karışık bir ürperme duyuyorum. Böylesine gözde bir kişinin onuruna konuşma yapmak gerçekten de çok çetin bir iş. Bu konuşmayı planlarken, büyük bir konudan daha küçük bir şey hakkında konuşmanın uygun olmayacağını hissettim. Temel parçacıklar fiziğinde geçen hafta keşfettiğimiz en son zekice buluş hakkında konuşmanın bu duruma uyacağını düşünmedim. Dolayısıyla, bunun yerine, tüm ayrıntıları geçip, benim kendi alanımda çalışan kişiler için fiziğin gerçekten en büyük sorusu hakkında konuşacağım: "Fiziğin son yasaları nelerdir?"

İyi ama, bunu tam bilmiyoruz! Üzerine son fizik yasalarını yazmış olduğum bir saydam sayfayı karşıya yansıtarak Dirac'ı onurlandırmayı çok isterdim; ama doğrusu bunu yapamayacağım. Benim gerçek konum mutlaka daha bir alçak gönüllü olmalı. Konuşma konum şu olacak: "Gelecekte bir gün keşfedeceğimiz son temel kuramın biçimi hakkında bize bir şeyler söyleyebilecek olan hangi ipuçlarını bugünün fiziğinde bulabiliriz?"

Her şeyden önce, son temel kuramla neyi kastettiğimi söyleyeyim. Bilim insanları birkaç yüzyıldır sıradan yaşamın öl-

çeğinden aşağıya doğru gittikçe küçülerek mikroskobik ölçeği açıklama zincirleri kurdular. Böylece eski soruların birçoğu –Gökyüzü neden mavidir? Su neden ıslaktır? Ve diğerleri– atomların ve ışığın özellikleri cinsinden yanıtlanmıştı. Sırası gelince, bu özellikler de temel parçacıklar dediğimiz kuarklar, leptonlar, ayar bozonları ve birkaç başkası cinsinden açıklandı. Aynı zamanda, daha büyük basitliklere doğru bir hareket oldu. Bu, zaman geçtikçe matematiğin daha kolay hale gelmesi ya da varsayılan temel parçacıkların sayısının her yıl zorunlu olarak azalması demek değildir; fakat daha ziyade ilkelerin mantıkla daha tutarlı hale gelmiş ve onlar hakkında büyük bir kaçınılmazlık duygusu kazanılmış olması demektir. Texas'taki Meslektaşım John Wheeler şunu öngörmektedir: En sonunda fiziğin son yasalarını öğrendiğimizde, onların başlangıçta besbelli olmamalarına şaşırıp kalacağız. Bu böyle olabilir; bizim araştırmamız işte şu: basit bir fiziksel ilkeler cümlesi aramak, öyle ki onlar hakkında en büyük olası kaçınılmazlık duygusuna sahip olunsun ve onlardan, ilke olarak, fizik hakkında bilinebilecek her şey türetilebilsin.



Steven Weinberg (Dirac'ı Anma Konuşmasını sunuyor).

Acaba buna ulaşabilecek miyiz, bilmiyorum; aslında böyle basit, son, temel fizik yasaları cümlesi diye bir şey var mı, bundan bile emin değilim. Bununla birlikte, şundan iyice eminim ki bunları araştırmak bizim için hayırlıdır; aynı Meksika'nın orta kısımlarından önce kuzeye doğru sürüldüklerinde, İspanyol kâşiflerin Cibola'nın yedi altın şehrini aramakta oldukları gibi. Altından şehirleri bulamadılar, fakat başka yararlı şeyler buldular; örneğin Texas.

Son, temel fizik yasalarıyla neyi *kastetmediğimi* de söyleyeyim. Diğer fizik dallarının, temel parçacıklar fiziğinin en son sürümüyle yer değiştirme tehlikesi içine gireceğini kastetmiyorum. Sanırım burada termodinamik örneği yardımcı olur. Bugün su moleküllerinin korkunç büyük sayılarda olduklarını biliriz. Varsayalım ki gelecekte bir gün su molekülleri hakkında bilinecek her şeyi biliyor hale geldik ve hesaplamada öylesine donanımlı olduk ki bir bardak sudaki her molekülün yörüngesini izleyebilecek bilgisayarlara sahip olduk. (Bu, büyük olasılıkla asla gerçekleşmez, ama varsayalım ki gerçekleşti.) Bir bardak suda her molekülün nasıl davrandığını öngörebilsek bile, dağlar kadar bilgisayar çıktısının hiçbir yerinde suyun bizi gerçekten de ilgilendirecek, örneğin sıcaklık ve entropi gibi, özelliklerini bulamayız. Bu özellikler onların kendi terimleriyle ele alınmalıdır ve bunun için termodinamik bilimimiz var; bu dal, her basamakta onu moleküllerin ya da temel parçacıkların özelliklerine indirgemeksizin, ısıyla uğraşır. Bugün hiç kuşku yok ki termodinamik, eninde sonunda, maddenin en küçük boyuttaki özellikleri nedeniyle bu durumdadır. (Kuşkusuz, 20. yüzyılın başında bu durum, örneğin Boltzmann'ın özgeçmişini okursanız öğreneceğiniz gibi, tartışmalıydı.) Fakat artık hiç kuşkumuz yok ki termodinamik bir bakıma daha derin temel fizik ilkelerinden türetilir. Henüz bu devam ediyor ve kendi başına bir bilim olarak daima böyle sürecek. Bugün termodinamikten daha çekici ve daha büyük heyecan verici yoğun madde fiziği ve kaos çalışmaları gibi diğer bilimler için de aynı şey geçerlidir. Ve kuşkusuz ki bu, özellikle tarih öğesinin de işe karıştığı astronomi ve

biyoloji gibi fizik alanının dışındaki bilimler için daha da çok geçerlidir.

Temel parçacıklar fiziğinin diğer fizik dallarından daha önemli olduğunu da söylemiyorum. Tüm söylediğim, temel parçacıklar fiziğinin, mutlak surette çok ivedi pratik değerde olmasa bile, temel yasalarla ilgisi nedeniyle, kendine has özel bir öneme sahip olduğudur. Bu, zaman zaman vurgulanması gereken bir noktadır; özellikle de temel parçacık fizikçileri deneylerini sürdürmek için fon sağlamak üzere halka başvurduklarında.

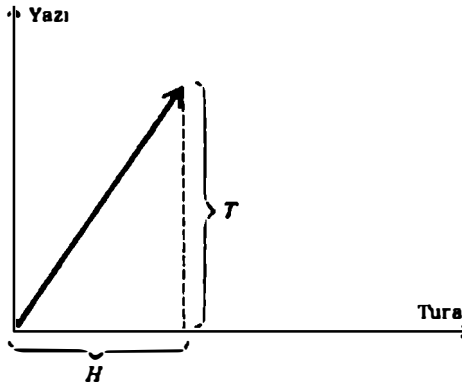
Bu konuda biraz savunmacı durumundayım, çünkü son temel yasalar hakkında konuşan her kişi için söylenen pek hoş olmayan bir terim var. Onlara indirgeyiciler diyorlar. Saf indirgemeciliğin korkunç etkilere sahip olabileceği kuşkusuz ki doğrudur; bu, hiçbir yerde sosyal bilimlerde olduğundan daha kötü değildir. Fakat içimde öyle bir his var ki, indirgemeciliğin lehinde ve aleyhinde tartışma yapmamalıyız; çünkü bugün tümümüz indirgemeciyiz. Bugünlerde, bir kimyacının, kimyasal afinite için önerilen fakat moleküllerin özelliklerinden ilke olarak bile türetilemeyen herhangi bir yasaya aşırı bir kuşkuyla bakacağını zannediyorum.

Bu eski bir tutumdur, bunun izlerini geriye doğru Sokrates'in zamanından öncelere kadar sürebilirsiniz. Fakat tüm fiziksel gerçekliğin temeli olan küçük bir ilkeler cümlesi bulmanın gerçekçi umudu, ancak altmış yıl kadar gerilere, fizikteki büyük devrimin, yani kuantum mekaniği olarak bilinen devrimin doğuşuna kadar gider; bunu son biçimine Paul Dirac koymuştur.

Bu konuşmayı hazırlarken, bana, bu konuşmanın kuantum mekaniğinde sadece bir ilk ders almış olan lisans düzeyindeki öğrencilere yönelik olması söylendi. Yine de dinleyiciler arasında bu tanıma uymayan birkaç konuya-uzak kişinin de bulunabileceğinden kuşkulandım; dolayısıyla sizin için kuantum mekaniğine ilişkin iki-dakikalık bir ders de hazırladım. İki dakikanın içinde kalmam gerektiğinden, çok basit bir sistemi ele almaya zorladım kendimi. Bir madeni para düşünün ve onun hareket ve konum gibi tüm özellik-

lerini göz ardı edin, sadece yazı mı ya da tura mı sorusuna odaklanın. Şimdi, klasik olarak paranın durumu, ya yazıdır ya da tura ve klasik bir kuram, sistem bir durumdan diğerine atladığı zaman bunu size söyleyebilecek bir kuramdır. Kuantum mekaniğinde ise, paranın durumu basitçe "ya yazıdır ya da tura" diyerek betimlenmez; fakat "durum vektörü" denen bir vektörle betimlenir. Bu durum vektörü, iki olası durumla (yazı ve tura) etiketlenen eksenlere sahip iki-boyutlu bir uzayda yaşar (Şekil 1). Ok (durum vektörü) yazı-ekseni boyunca tam yukarıya doğru uzanabilir, bu halde paranın kesin olarak yazı olduğunu söylersiniz ya da ok tura-ekseni boyunca yatay olarak durabilir, bu halde ise paranın kesinlikle tura olduğunu söylersiniz. Klasik olarak yalnızca bu iki olanak söz konusudur. Fakat kuantum mekaniğinde, ok (durum vektörü) her ara yönü gösterebilir. Eğer ok herhangi bir ara yönü gösteriyorsa, o zaman para belirli olarak ne yazı şekilleniminde [konfigürasyon], ne de tura şekillenimindedir. Bununla birlikte, paraya bakarak, onu, bu iki olanaktan birine gitmeye zorlarsınız. Yani, sizin ölçme sonucunuz, iki olanaktan (yazı ya da tura) biri olacaktır. Paranın yazı mı yoksa tura mı olduğunu ölçtüğünüzde, para, okun başlangıçta sahip olduğu açıya bağlı bir olasılıkla bir şekillenime ya da diğerine atlayacaktır.

Durum vektörü iki bileşen cinsinden betimlenebilir: yazı bileşeni anlamında *Y* diyeceğim bir bileşen ve tura bileşeni anlamında *T* olarak adlandıracağım diğer bileşen (Şekil 1). *Y* ve *T*'ye "olasılık genlikleri" denir. Ölçme yaptığınızda yazı elde etme olasılığı, *Y*'nin karesidir ve tura elde etme olasılığı ise diğer genlik *T*'nin karesidir. Şimdi, duymuş olacağınız eski çağlara ait Pisagor teoremi bize der ki, bu iki genliğin karelerinin toplamı, durum vektörünün uzunluğunun karesidir. Ayrıca bilirsiniz ki, olasılıkların toplamı, tüm olanakları ele aldığınız takdirde, bir olmalıdır. Bu, genliklerin karelerinin toplamının bir olması gerektiği anlamına gelir ve dolayısıyla bu vektörün uzunluğunun karesi bir olmalıdır. Bir başka deyişle, durum vektörü birim uzunluklu olmalıdır.



Şekil 1 Basit bir kuantum mekaniksel sistem örneği olarak bir madeni para. Yazı gelme olasılığı = Y^2, tura gelme olasılığı = T^2 olup, buna göre $Y^2 + T^2 = 1$'dir. Durum vektörünün uzunluğu $\sqrt{Y^2 + T^2} = 1$ dir.

Böylece kuantum mekaniğinde bir sistem birim uzunluklu bir vektörle betimlenir ve farklı sonuçlar veren bir deneyin olasılıkları bu vektörün bileşenlerinin kareleriyle verilir. O zaman sistemin dinamiği, vektörün zamanla nasıl döndüğünü söyleyen bir kuralın verilmesiyle anlatılır. Vektörün bir anda döneceği belirli bir miktarı söyleyen kural, sistem için dinamik reçetedir. Sırası gelmişken, bu daima tam anlamıyla belirlenimci [determinist ik] bir reçetedir. Durum vektörü belirlenimci olarak gelişir ve belirlenmezcilik (indeterminizm) ancak paranın hangi durumda olduğunu ölçmeye kalkıştığınızda işe karışır.

Kuantum mekaniğinde olanların tümü işte budur. Kuşkusuz, gerçek sistemler için durum biraz daha karmaşıktır. Örneğin, para bile bir konuma sahiptir ve böylece durum vektörü çok daha büyük bir uzayda yaşar; paranın işgal ettiği her olası konum için uzayda bir yön vardır. Onun konumunu ölçtüğünüzde, durum vektörünün o bileşeninin karesine eşit bir olasılıkla özel bir konum olan bir 'sonuç' elde edersiniz. Ayrıca bunlar, gerçel değil, karmaşık uzaylardır; dolayısıyla aslında burada sonsuz-boyutlu karmaşık uzaylardan söz et-

mekteyiz. Fakat örneğimiz, bizim buradaki amaçlarımız için mükemmelen uygundur.

Acaba fiziğin gelecekteki son kuramında kuantum mekaniği yaşamaya devam edecek mi? Sanırım devam edecek; çünkü bir dereceye kadar son altmış yıldır sahip olduğu müthiş başarı nedeniyle, ama daha çok da kuantum mekaniğinin bize verdiği kaçınılmazlık hissi nedeniyle. Şu çok ilginçtir; fizik literatüründe genel görelilik veya elektrozayıf kuram ya da yeğin etkileşmeler kuramı gibi iyi kurulmuş kuramları nicel olarak sınama gayretleri hakkında bir şeyler okuyabildiğiniz halde, kuantum mekaniğinin nicel sınama girişimleri üzerine çok az şey bulursunuz.[1] Bunun nedeni şudur: Bir kuramı nicel olarak sınamak için, sınayacağınız bu kuramı özel hal olarak içeren biraz daha genel bir kurama sahip olmanız gerekir. O zaman bu daha genel kuramın ne öngördüğünü sorabilir ve sonra gözlemlerin bu daha genel öngörülerle mi, yoksa ilgilendiğimiz özel kuramın özel öngörüleriyle mi uyuştuğuna bakarsınız. Şimdi genel göreliliğin genelleştirmelerini ya da elektrozayıf kuramın genelleştirmelerini yapabiliriz. Bu genelleştirmeler özel olarak güzel değildirler, bu da genel göreliliğe ve elektrozayıf kurama inanma nedenlerimizden biridir; bununla birlikte, bunlar, genel göreliliği ya da elektrozayıf kuramı sınama çabalarımızda nakavt edebileceğimiz korkuluklar olarak bizim için yararlıdırlar.

Kuantum mekaniğinin anlamlı olan hiçbir genellemesini bilmiyorum. Yani, içinde kuantum mekaniğinin özel bir hal olarak göründüğü, daha geniş ve mantıksal olarak tutarlı hiçbir kuram bilmiyorum. Kuantum mekaniğini genelleştirmeye çalıştığınızda genelde yanlış giden, ya olasılıkların

[1] Klasik mekaniğin, örneğin spin korelasyonları için Aspect deneyleri gibi, kesin nicel sınamaları vardır. Bell'in işaret ettiği gibi, klasik mekanik bu korelasyonlar için kuantum mekaniğinde bozulabilen bir eşitsizliğe yol açar. Bu deneylerde bu eşitsizliğin bozulduğunun gözlenmesi olgusu, klasik mekanik kurallarının bu olaylarda kötü şekilde bozulduğunu gösterir; fakat bu, kuantum mekaniğinin kendisinin %10 ya da %0,1 doğrulukla sınanıp sınanmayacağı hakkında bir şey söylemez.

bire eşit olacak biçimde toplanamaması ya da bazı eksi olasılıklar elde etmenizdir. Sanırım, ona inanmasanız bile, kuantum mekaniğini genelleştirmek yararlı olabilirdi; böylece deneyciler ateş edecek bir şeylere sahip olurlardı. Bu herhalde olanaksız; bu durumda, sanıyorum ki kuantum mekaniğinin kaçınılmazlık bakımından çok yüksek puanlara sahip olduğu konusunda aynı fikirdesinizdir.

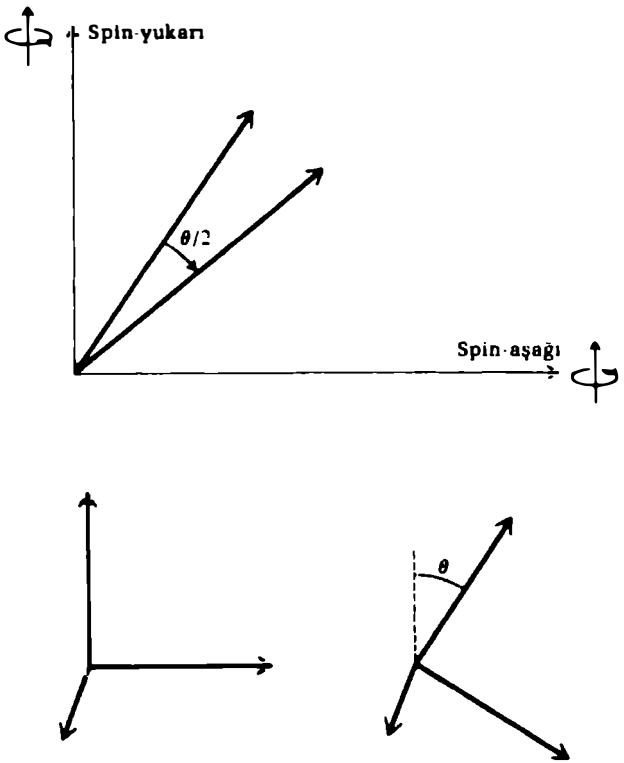
Fakat kuantum mekaniği yeterli değildir. Kuantum mekaniğinin kendisi bir dinamik kuram değildir. Bir boş sahnedir. Ona oyuncular eklemeniz gerekir: Sonsuz-boyutlu karmaşık bir uzay olarak şekillenim uzayını belirtmelisiniz ve zaman geçtikçe durum vektörlerinin bu uzayda nasıl döndüklerini söyleyen dinamik kuralları vermelisiniz.

Kuantum mekaniğine eklememiz gereken eksik öğenin, bir ya da birkaç simetri ilkesi olduğu çoğumuzun aklına gitgide daha çok gelir olmuştu. Bir simetri ilkesi şöyle bir ifadedir: Doğaya bakışınızı değiştirebileceğiniz çeşitli yollar vardır, bunlar gerçekte durum vektörünün gösterdiği yönü değiştirir; fakat durum vektörünün zamanla nasıl döndüğünü gösteren kuralları değiştirmez. Bakış açısındaki tüm bu değişimler cümlesine doğanın simetri grubu denir. Bugün doğa hakkında anladığımız en derin şeyin, doğanın simetri grubu olduğu hususu gitgide daha açık hale gelmektedir. Burada aslında emin olmadığım, ama en azından bir olanak olarak gördüğüm bir şey önermek istiyorum: Kuantum mekaniği ilkelerinin ötesinde, fiziksel dünya hakkında tüm söylememiz gereken, doğanın simetri grubunu belirlemek olabilir.

Doğanın simetrileri için paradigma, kuşkusuz uzay ve zaman simetrilerinin grubudur. Laboratuvarımızı nasıl yönelttiğimizin ya da laboratuvarımızı nereye kurduğumuzun veya saatlerimizi kaça ayarladığımızın ya da laboratuvarımızın ne kadar hızlı gittiğinin hiçbir önemi yoktur diyen doğa yasalarını bize söyleyen, işte bu simetrilerdir.

Örneğin, dönme simetrisini (ya da dönme değişmezliğini) ele alınız. Bu simetri ilkesi, laboratuvarınızı nereye yönelttiğinizin hiç önemi olmadığını söyler. Bunun nasıl

işlediğini görmeniz için, onu bizim madeni paramıza değil de, buna çok benzeyen bir şeye, yani bir elektrona uygulayalım. Tıpkı madeni parada olduğu gibi, elektronun hareketini göz ardı edelim ve onun sadece spinini düşünelim. Kuantum mekaniğinin alışılmamış olgularından biri, bir elektronun spininin şekillenim uzayının çok basit oluşudur. Bu iki-boyutlu bir uzaydır, tıpkı madeni paranınki gibi (Şekil 2). Uzayda herhangi bir eksen boyunca, diyelim ki düşey eksen, elektronun spini ya *yukarı* (ki bu, elektron düşey eksen etrafında saatin tersi yönünde dönüyor demektir) ya da *aşağı* (bu ise, elektronun düşey eksen etrafında saat yönünde döndüğüne karşılık gelir) yönelmiştir. Böylece bir kez daha uzay iki boyuta sahiptir; fakat yazı ve tura yerine, spin-yukarı ve spin-aşağı denen bir uzay. Elektronun spiniyle ilgili durum vektörü *yukarı* yön boyunca ise, o zaman elektronun spini kesin olarak yukarıdır ve eğer durum vektörü *aşağı* yön boyunca ise, o zaman da spin kesin olarak aşağıdır. Bununla birlikte, spin arada bir yerde olabilir (Örneğin, elektronun yatay bir eksen etrafında saat yönünde döndüğünü bilirseniz, o zaman spinin durumu bizim spin-yukarı/spin-aşağı uzayımızda düşey doğrultuda ölçülen spin-yukarıya ve spin aşağıya karşılık gelen spin-yukarı ile spin-aşağı eksenleri arasında bir yönle temsil edilir.) Şimdi, laboratuvarımızın yönelimini, onu döndürerek, diyelim ki düşey yönden bir θ açısı kadar yana yatırarak değiştirirseniz (tüm odanın yana yatırıldığını düşününüz), o zaman durum vektörünün kendisi de değişir. Aslında $\theta/2$ açısı kadar döner; bu, elektronun Planck sabiti cinsinden yarım değerinde bir açısal momentuma (ya da spine) sahip olduğu olgusunun matematiksel sonucudur. Fakat durum vektörü değişse bile, durum vektörünün zamanla değişimini yöneten kurallar değişmez. Doğanın bir simetrisi olarak, dönmesel değişmezlikle kastettiğimiz işte budur.



Şekil 2 Dönmenin elektron spini üzerine etkisi.

Uzay ve zamanla ilgili olmayan, iç simetriler denen, birçok başka simetri vardır. Elektrik yükünün korunumu, fizikçilerin çoğunlukla ayar değişmezliği dedikleri böyle bir simetrinin sonucudur. Yeri gelmişken söyleyeyim, bu simetrilerin bazıları bozulurlar. Bozulan bir simetri şu anlama gelir: Bu simetri, son temel denklemlerin bir simetrisi olmakla birlikte, bu denklemlerin (gözlenebilir fiziksel durumlara karşılık gelen) çözümlerinin bir simetrisi değildir. Benim kendi çalışmalarım hep bozulan simetrilerle bağlantılı oldu; fakat bu tartışmada onlara hiç girmeyeceğim.

Artık herhangi bir simetri ilkesinin bir basitlik ilkesi olduğu açıkça anlaşıldı sanırım. Her şeyden sonra, eğer doğa

yasaları, Aristoteles zamanında düşünülmüş olduğu gibi, laboratuvarınızın hangi yöne doğru olduğuna bağlı olsaydı, o zaman kuşkusuz yasaların laboratuvarınızın yönelmesi için bir başka şeye göre bir referans içermesi gerekirdi ve bu bir karmaşıklık oluştururdu; öyle ki aslında herhalde oldukça çirkin bir karmaşıklıkla karşılaşırdık. Laboratuvarın yönelimiyle ilgili hiçbir referansa sahip olunmadığı için, doğa yasaları daha basittir. Bununla birlikte, ilk bakışta, şunu düşünebilirsiniz: kuantum mekaniği ve çok sayıda basitleştirici simetri ilkeleri verilse bile, yine de tüm bu simetrilerle ve kuantum mekaniğiyle uyuşan pek çok sayıda çirkin kuram icat edebilirsiniz.

Sanıyorum ki bundan daha iyimser olmak için iki neden vardır. İlk neden şudur; gereksindiğimiz simetrilerden biri neredeyse kuantum mekaniğiyle tutarsızlık içindeymiş gibi görünmektedir. 1905'te Einstein tarafından geliştirilen özel görelilik kuramının bir parçası olan ve Lorentz değişmezliği olarak bilinen bu simetriye göre, laboratuvarın hareketi düzgün doğrusal olduğu ve Einstein'ın anlattığı şekilde betimlendiği sürece, doğa yasaları laboratuvarın hareketine bağlı değildir. Bu simetri neredeyse kuantum mekaniğiyle uyumsuzdur; dolayısıyla ikisinin birleştirilmesi, her türden dinamik kuramın biçimi üzerine muazzam sınırlamalar koyar. Örneğin artık biliyoruz ki, bu tür her kuramda her parçacık türü için ona karşılık gelen aynı kütle ve aynı spinli fakat zıt elektrik yüklü bir karşı-parçacık türü olmalıdır. Elektron vardır, dolayısıyla bir karşı-elektron, yani pozitron olmalıdır; bu karşı-elektron 1932'de keşfedilmiştir. Proton vardır, dolayısıyla bir karşı-proton olmalıdır; bu karşı-proton da deneysel olarak 1955'te keşfedilmiştir. Kuşkusuz bu, Dirac'ın en büyük başarılarından biriydi. Dirac 1928-30'lardaki kuramında, kuantum mekaniği ile özel göreliliği kendi tarzıyla uyuşturmayı denediğinde, karşı-maddenin vazgeçilmez olduğunu bulmuştu. Kuantum mekaniği ile göreliliği birleştirmenin başka benzer sonuçları da vardır; bunlar, birkaç parçacığı aynı duruma koyduğunuzda bu parçacıkların davranışlarıyla ilgili olarak kaçınılmaz sonuçlardır.

Çoğunuz hatırlayacaksınız, Richard Feynman, Dirac'ı Anma Konferanslarının birincisinde, kuantum mekaniği ve göreliliğin birlikte sadece karşı-maddenin varlığını çıkarmada değil, aynı zamanda birkaç parçacık aynı durumda olduğunda parçacıkların davranışını anlamada (spin-istatistik bağlantısı) yeterli olduğunu göstermişti.

Daha genel olarak, bir teorem olmasa da, kuantum mekaniğini görelilikle uyuşturmanın bir kuantum alanlar kuramı dışında mümkün olmadığına yaygın olarak inanılmaktadır. Bir kuantum alanlar kuramı, temel içerikleri parçacıklar değil de alanlar olan bir kuramdır; parçacıklar, bu alan içindeki küçük enerji desteleridir. Bir elektron alanı vardır; bir foton alanı vardır ve bu, her bir gerçek temel parçacık için böylece sürüp gider.

Simetrilerin temel olduklarına ve belki de kuantum mekaniğinin kendisinin ötesinde fizik dünyası hakkında öğrenilmesi gereken her şeyin bunlar olduklarına inanmak için bir başka neden de vardır. Bir temel parçacığı nasıl betimlediğimizi ele alalım. Bir temel parçacığı diğerinden nasıl ayırt edersiniz? Evet, onun enerjisini ve momentumunu vermelisiniz ve onun elektrik yükünü, spinini ve bildiğiniz birkaç başka sayıyı vermelisiniz. Şimdi bu sayıları verirseniz, bir temel parçacık hakkında diyebileceğiniz şeylerin tümü işte budur; enerji, momentum ve diğer sayıların verilen değerleriyle bir elektron, yine bu değerlere sahip her diğer elektrona eşdeğerdir. (Bu anlamda, temel parçacıklar korkunç derecede can sıkıcıdırlar; onlarla ilgilenmemizin bir nedeni de budur.) Şimdi, bu sayılar, yani enerji, momentum ve diğerleri, çeşitli simetri dönüşümleri yaptığınızda parçacıkların davranış biçiminin sade betimlenişleridir. Örneğin, zaten söylemiş olduğum gibi, laboratuvarınızı döndürdüğünüzde elektron spininin durum vektörü açının yarısı kadar döner; bu özellik, elektronun yarım spinli bir parçacık olduğunu söyleyerek betimlenir. Benzer bir şekilde, hepinize apaçık gelmeyebilse bile, saatinizin ayarlama şeklini değiştirdiğinizde parçacığın durum vektörünün nasıl değiştiğini size söyleyen parçacığın enerjisidir; laboratuvarınızın konumu-

nu değiştirdiğinizde durum vektörünün nasıl değiştiğini ise size söyleyen parçacığın momentumudur ve saire. Bu görüş açısından, en derin düzeyde, tüm bulacaklarımız simetriler ve simetrilere verilen yanıtlardır. Maddenin kendisi öğelerine ayrılır ve evrenin kendisi doğanın simetri grubunun bir büyük indirgenebilir temsili olarak ortaya serilir.

Böyle olsa bile, doğanın temel yasalarının bir son cümlesine ulaşma amacımızdan hâlâ çok uzaktayız. Son simetrileri bildiğimizi varsaysak ve kuantum mekaniğine inansak ve ayrıca onları bir araya getireceğimize de inansak bile, bu ancak bir kuantum alan kuramı biçiminde yapılabilir; olsa olsa en çok sahip olabileceğimiz, hâlâ belirtilmesi gereken sonsuz sayıda sabitli bir çatıdır.

Bunu, masalımsı bir evren çerçevesinde araştırıp açıklayalım; bu evrende sadece Dirac'ın büyük çalışmasında ele aldığı parçacıklar, yani elektron ve foton var olsun. Aşağıdaki denklemi inceleyelim:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} + m\right)\psi \\ & -\frac{1}{4}\left(\frac{\partial A_{\nu}}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial A_{\mu}}{\partial x^{\nu}}\right)^2 \\ & + ieA_{\mu}\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi \\ & -\mu\left(\frac{\partial A_{\nu}}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial A_{\mu}}{\partial x_{\nu}}\right)\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi \\ & -G\bar{\psi}\psi\bar{\psi}\psi + \cdots . \end{aligned} \qquad (1)$$

Bu, çoğunuz için çok anlam ifade etmeyebilir; diğer taraftan, bazılarınız için de çok şey söyler! Bereket versin ki neredeyse bu ayrıntıların tümü vurgulamak istediğim noktalar için önemsizdir. Tüm bu sembollerin ne anlama geldiğini kısaca açıklayayım. $\mathcal{L}$ Lagrange yoğunluğunu gösterir; kabaca söylersek, onu enerji yoğunluğu olarak düşünebilirsiniz.

Enerji, durum vektörünün zamanla nasıl değiştiğini belirleyen niceliktir; böylece bu, Lagrange yoğunluğunun oynayacağı rol olup, bize sistemin nasıl gelişeceğini söyler. Alanların ve onların değişim hızlarının çarpımlarının toplamı olarak yazılabilir. ψ elektronun alanı (x uzayzaman noktasının fonksiyonu) ve m elektronun kütlesidir. $\partial/\partial x^{\mu}$, konuma göre alanın değişim hızını ifade eder. γ^{μ} (bunlara Dirac matrisleri denir) ve $\sigma^{\mu\nu}$ matrisleri haklarında başka bir şey demeyeceğim. A_{μ} foton alanı olup, elektromanyetik alan adını alır.

Denklemin sağındaki her terime sırasıyla bakarsak, ilk terim iki kez elektron alanını içerir; sonraki terim parantezin karesi nedeniyle içinde foton alanını iki kez bulundurur; üçüncü ve dördüncü terimler iki elektron alanı ve bir foton alanı içerirler; beşinci terim dört elektron alanı içerir, vs... Kuantum elektrodinamiğinin simetrileri, bize Lagrange fonksiyonundaki terimlerin kuruluşu için iyi tanımlı kurallar verir; fakat alan sayılarının ve de onlara uygulanan türev işlemcilerinin artarak içerildiği sonsuz sayıda izinli terim vardır. Her terim, bağlanma sabiti denen bağımsız bir sabitle çarpılmaktadır. Bunlar (1) bağıntısındaki e, μ, G, ... nicelikleridir. Bağlanma sabiti, o terimin dinamiği ne şiddette etkilediğini gösterir. İlk iki terimde bağlanma sabiti görünmez, çünkü onları ψ ve A_{μ} alanlarının tanımı içine soğuracak şekilde seçtik. Örneğin, birinci terimin önünde bir sabit olsaydı, onu soğuracak biçimde ψ'yi hemen yeniden tanımlardık. Fakat diğer tüm terimler için, yani sonsuz eksi iki terim için, her birinin önünde bir sabit vardır. İlke olarak tüm bu sabitler oradadır ve hiçbiri de bilinmemektedir. Bunun gibi bir kuramdan dünyada nasıl para kazanabilirsiniz?

Aslında durum o kadar da kötü değil. Deneysel olarak biliyoruz ki, tüm diğer yüksek mertebeli terimleri ihmal ederek, sadece ilk üç terimden oluşan formül, elektron ve fotonları müthiş bir doğruluk düzeyinde betimlemek için yeterlidir. Bu kuram, kuantum elektrodinamiği ya da kısaca QED olarak bilinir.

QED'nin ne kadar kesin olduğunu size bu konuşmada gösterebilmek için, ölçülmüş bir niceliğe, elektronun man-

yetik alanının şiddetine bakacağım. Elektronu küçük bir sürekli mıknatıs gibi düşünebiliriz; şiddeti, bir mıknatıs olarak elektronun manyetik momenti denen bir sayıyla verilir. Onu santimetre-gram-saniye birimleri cinsinden değil de, doğal birimler dediğimiz birimler cinsinden vermek daha uygundur. Bu birimlerde 1 olan manyetik moment değeri, özgün olarak Dirac tarafından 1928'de elektronun manyetik momenti için elde edilmiş olan değerdir. Bu 1 değerine eklenmek üzere, elektronun sürekli olarak fırlatıp sonra soğurduğu sanal fotonlar ve elektron-pozitron çiftleri bulutuyla sarılı olması nedeniyle, yapılan düzeltmeler vardır. Bu düzeltmeler, sanırım ilki Schwinger tarafından ve en yakında ve en kapsamlısı da 1981'de Kinoshita tarafından olmak üzere, bir çok kez hesaplanmıştır. Kinoshita'nın hesabının sonucu, güncel deneysel değerle birlikte, aşağıda verilmektedir:

Elektronun manyetik momenti:

Kinoshita'nın hesaplaması:

$$1{,}00115965246 \pm 0{,}00000000020$$

En iyi deneysel değer:

$$1{,}00115965221 \pm 0{,}00000000003 \qquad (2)$$

İkisi arasındaki uyuşma hiç de kötü değil, sanırım siz de aynı fikirdesinizdir. Kuramsal değerdeki kesinsizliğin en çoğu, elektronun elektrik yükünün değerindeki kesinsizlikten, yani (1) ifadesindeki e sabitinin kesinsizliğinden gelir. Böylece, ilke olarak, elektronlar ve fotonlar için yazılan Lagrange yoğunluğu sonsuz derecede karmaşık olsa da, pratikte orada sadece ilk üç terimin önemli olduğu görülüyor.

Çoğumuz, elektronların ve fotonların davranışının neden (1) ifadesindeki sadece ilk üç terimle betimlendiğini bildiğimizi düşünürdük. Aslında 1930'larda Heisenberg'in çalışmasına kadar geri giden bu yargıyı, ben de beş altı yıl öncesine kadar hiçbir şüphe duymaksızın memnuniyetle karşılardım. Kanıt boyutsal çözümlemeye, yani fiziksel niceliklerin birimlerinin ya da 'boyutları'nın göz önüne alınmasına dayanır. Planck sabitinin ve ışık hızının ikisinin de bire eşitlendiği

doğal birimler denen bir birim sisteminde çalışacağım. Bu seçimlerle, geri kalan tek birim sadece kütledir; her niceliğin boyutunu kütlenin bir kuvveti olarak ifade edebiliriz. Örneğin, uzunluk ya da zaman şu kadar gramın tersi olarak ifade edilebilir. Normalde uzunluğun karesi olan tesir kesiti, gram karenin tersi cinsinden verilir. Aslında, doğal birimlerde, tesir kesitleri ve manyetik momentler gibi pek çok gözlenebilir nicelik, kütlenin eksi kuvvetleri olan birimlere sahiptir. Şimdi, her şeyden önce varsayalım ki tüm etkileşmeler, (1) ifadesinin üçüncü terimindeki e sabiti gibi, saf sayılar olan bağlanma sabitlerine sahiptir. (Doğal birimlerde, e sabiti $\sqrt{4\pi/137}$ değerine oldukça yakındır ve kütle için hangi birim sistemini kullandığınız önemli değildir.) Tüm bağlanma sabitlerinin birime sahip olmadıklarını ve onların e gibi saf sayılar olduklarını varsayınız. O zaman bir gözlenebilir niceliğin, çok yüksek enerjilerde sanal fotonların ve elektron-pozitron çiftlerinin bulutundan ne kadar katkı alacağını hesaplamak çok kolay olabilir. Bir $\mathcal{O}$ gözlenebilir niceliğinin [kütle]$^{-\alpha}$ boyutuna sahip olduğunu varsayalım; burada α pozitiftir. (Kuşkusuz, ışık hızı bu doğal birimlerde bir olduğundan, kütle ve enerji esas olarak aynı niceliklerdir.) Şimdi, çok yüksek sanal-parçacık enerjilerinde, çok yüksek derken her kütleden ya da ilk veya son durumdaki her bir parçacığın enerjisinden çok yüksek E enerjilerinde, bir enerji birimi saptayacak hiçbir şey yoktur. Bu durumda, yüksek enerjili sanal parçacıkların $\mathcal{O}$ gözlenebilir niceliğine katkısı

$$\mathcal{O} = \int^{\infty} \frac{dE}{E^{\alpha+1}} \qquad (3)$$

gibi bir integralle verilmelidir; çünkü $\mathcal{O}$ gözlenebilir niceliğini verecek doğru boyutlara, doğru birimlere sahip tek nicelik budur. (İntegraldeki alt sınır, yüksek ile alçak dediğimiz enerjiler arasındaki ayırma çizgisini gösteren sonlu bir enerjidir.) Kuramımızda kütle ya da enerji birimine sahip başka nicelikler olmadığından, sadece bu kanıtlama tarzı iyi sonuç vermektedir. Zaman zaman tüm fizikçiler, özellikle başka ya-

pacak bir şey düşünemedikleri durumlarda bu türden kanıtları kullanırlar. Diğer taraftan, ortalıkta negatif kuvvetli kütle biriminde başka sabitlerin var olduklarını düşünelim. Bu durumda, [kütle]$^{-\beta_1}$ birimli bir C_1 sabiti ve [kütle]$^{-\beta_2}$ birimli bir başka C_2 sabiti vs içeren bir ifadeye sahipseniz, o zaman yukarıda elde edilen basit yanıt yerine, tekrar

$$\mathcal{O} = C_1 C_2 \cdots \int^{\infty} \frac{E^{\beta_1 + \beta_2 + \cdots}}{E^{\alpha+1}} \, dE \qquad (4)$$

yapısında terimlerin bir toplamını elde ederiz; çünkü $\mathcal{O}$ gözlenebilir niceliği için doğru birimlere sahip olanlar sadece bunlardır. (3) ifadesi mükemmelen iyi tanımlıdır; α sayısı sıfırdan büyük oldukça, integral yakınsar (sonsuz vermez). Bununla birlikte, $\beta_1 + \beta_2 + \cdots$ sayısı α'dan büyükse, o zaman (4) integrali iyi tanımlı olmayacaktır; çünkü pay, paydadan daha büyük enerji kuvvetlerine sahip olacak ve böylece integral ıraksayacaktır. Sorun şudur ki, paydada enerjinin ne kadar yüksek kuvvetine sahip olursanız olun, yani α ne kadar büyük olursa olsun, kütlenin eksi kuvvetlerini içeren boyutlara sahip C_1, C_2, ...vs. gibi bağlanma sabitlerince yeterince yüksek mertebelere çıktığınızda, (4) integrali en sonunda ıraksayacaktır; çünkü bu sabitlerden yeterincesine sahipseniz, o zaman en sonunda $\beta_1 + \beta_2 + \cdots$ sayısı α'dan daha büyük hale gelir.

(1)'deki Lagrange yoğunluğuna bakarak, e, μ, G, ...vs sabitlerinin birimlerinin ne olduklarını kolayca hesaplayabiliriz. Lagrange yoğunluğundaki tüm terimler [kütle]^4 birimine sahip olmalıdır; çünkü uzunluk ile zaman ters kütle birimine sahiptir ve uzay-zaman üzerinden integrali alınmış Lagrange yoğunluğunun birimi olmamalıdır. $M\psi\psi$ teriminden elektron alanının [kütle]$^{3/2}$ birimine sahip olması gerektiğini görürüz; çünkü 3/2 + 3/2 + 1 = 4 'tür. Türev işlemcisi (yani, değişim hızı işlemcisi) [kütle]^1 birimine sahiptir ve böylece foton alanı da [kütle]^1 birimine sahip olur. Artık bağlanma sabitlerinin birimlerinin ne olduğunu hesaplayabiliriz. Daha önceden söylediğim gibi, elektrik yükünün birimsiz

bir saf sayı olduğu anlaşılır. Fakat o zaman alanların gitgide daha yüksek kuvvetlerini eklediğimiz sürece, kütlenin artı kuvvetlerinin birimlerine sahip gitgide daha çok nicelik ekliyorsunuz demektir. Ve Lagrange yoğunluğunun tespit edilmiş [kütle][4] birimine sahip olması nedeniyle, ilgili bağlanma sabitlerinin kütle boyutları, en sonunda eksi kütle birimlerine sahip μ ve G gibi sabitlere gelinceye kadar gitgide azalmalıdır. (Özel olarak, μ sabiti [kütle]^{1} birimine, oysa G sabiti [kütle]^{2} birimine sahiptir.) (1) ifadesindeki böyle terimler, elektronun manyetik momenti için kuram ile deney arasındaki uyuşmayı bozarlar; dolayısıyla deneysel olarak diyebiliriz ki muazzam kesinlik nedeniyle bu terimler orada olamaz; oysa yıllarca bunun, 'böyle terimler (4)'teki gibi sonsuz sonuçlar verdiğinden dışarlanmalıdır' şeklinde izah edilebildiği sanılmıştı.

Kuşkusuz, aradığımız tam olarak şudur: Birkaç simetri ilkesiyle birlikte kuantum mekaniğine dayanan bir kuramsal çerçeve. Bu çerçevede özel dinamik ilke, yani Lagrange yoğunluğu bir özel yapıya sahip olursa, ancak o zaman matematiksel olarak tutarlı olur. Günün sonunda, 'bunun başka bir yolu da olmamalıydı' hissine sahip olmak istiyoruz.

Şimdi, kuantum elektrodinamiği gibi kuramlar çok çok başarılı olmuş olsalar bile, bugün bu başarıdan gereğinden az etkilenmiş olmamızın birkaç nedeni vardır. Fakat belki de ilkin bu kuramların ne kadar başarılı olduklarını göstermeliyim. Kuantum elektrodinamiğinin elektronların ve fotonların kuramında sahip olduğu başarıyı, elektronun manyetik momenti örneğini göstererek size betimlemiştim. Bu düşünceler 1960'larda çekirdek parçacıklarının zayıf etkileşmelerine başarıyla uygulanmış ve 1970'ler boyunca başarısı deneysel olarak artarak görünür hale gelmişti. 1970'lerde, aynı düşünceler bu kez temel parçacıkların yeğin etkileşmelerine uygulanmış ve sonuçlar öyle güzel çıkmıştı ki, genelde daha deneylerle doğrulanmadan benimsenmişti; sonuçlar daha sonra artan bir hızla deneysel olarak da doğrulanmıştı. Bugün tam da (1) ifadesinde verildiği gibi böyle bir Lagrange yoğunluğuna dayanan bir kurama sahibiz. Aslında, alanlar

üzerine bazı indisler koyarsanız –ki bu, her türden birçok alan var demektir–, o zaman (1)'in ilk üç terimi, tamı tamına Standart Model denen kuramdır, yani bugünkü kullanımıyla yeğin, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin kuramı. Bu öyle bir kuramdır ki, bugünün hızlandırıcılarını kullanarak erişilebilecek tüm fiziği betimleme gücüne sahip gibi görünmektedir.

Durumdan hâlâ hoşnut değiliz. Size gösterdim ki, genelde kuramlar sadece sonlu sayıda serbest parametreye sahip olabilirler; yani bu kuramlarda *e* gibi saf sayı olacak en çok sonlu sayıda sabit vardır, çünkü etkileşmeyi karmaşık hale getirmeyi denerseniz, daima bağlanma sabitleri içine kütlenin eksi kuvvetlerini katarsınız. Hoşnut olmayışımızın bir nedeni, serbest parametrelerin sayısının oldukça büyük bir sayı olmasıdır. Yukarıda değindiğim şimdiki Standart Modelde, en azından, şu anda bildiklerimizden başka keşfedilecek yeni parçacıkların bulunmamasının kuramsal olarak gerekli olduğunu varsayınca, on yedi serbest parametre vardır ve kuramı deneyle uyuşturmak için bunlar 'tam öyle' seçilmelidir. Evet, bu günlerde laboratuvarlarımızda erişilebilir tüm fiziği betimleyeceğini düşünürseniz, on yedi parametre o kadar da çok değildir. Yine de, bu, bir en son kuramdan beklenebileceklerden bir hayli fazladır; bu on yedi parametrenin tamı tamına deneysel olarak bulduğumuz bu değerlere sahip olmaları gerektiğinin apaçık olduğunu söyleyemeyiz.

Standart Modelden hoşnut olmayışımızın bir başka nedeni daha vardır. Bu kütleçekimle ilgilidir. Size şunu göstermiştim: Fiziksel nicelikleri hesapladığımızda kontrol edilemeyen sonsuzluklar elde etmemek için gereksinim duyduğumuz koşul, etkileşme şiddetini betimleyen bağlanma sabitlerinin boyutsuz olmaları gerektiğiydi; birimler kütlenin bir eksi kuvveti olmamalıydı. Ama kütleçekimin şiddetini betimleyen Newton sabiti boyutsuz değildir. Doğal birimlerde Newton sabitinin 10^{-10} ters gram kare olduğunu söyleyebiliriz: kütlenin bir ters kuvveti. Dolayısıyla, Newton sabitini içeren her kütleçekim kuramının, yukarıda verilen aynı kanıt aracılığıyla, sonsuzluklara yol açacağı beklenebilir.

Pek çoğumuz bu sonsuzlukları içermeyen zayıf, elektromanyetik ve yeğin etkileşmelerin zaten kurmuş olduğumuz bir tür kuantum alanlar kuramı çizgisinde bir kütleçekim kuramı geliştirmeye uğraştık; fakat uzun yıllardan sonra sanırım bir çoğumuz başarısızlığı kabul ettik. 1980'de, Stephen Hawking, ondan önce Newton ve Dirac tarafından doldurulmuş olan Kürsüye girdiğinde (şimdi bu Kürsünün başkanıdır) yaptığı açılış konuşmasında ümit verici bir girişimi anlatmıştı. Bu konuşmada Hawking aynı kuantum kütleçekim problemini çözmeye çalışmış ve eklenmesi gereken $N = 8$ süpersimetrisi denen özel bir simetrinin var olduğunu söyleyerek bunun sonsuzlukları yok edebileceği ve böylece sonlu bir kurama yol açacağı önerisinde bulunmuştu. Bugün çok sayıda kuramcının çalışmalarının bir sonucu olarak, tedirgeme kuramının düşük mertebelerinde $N = 8$ süperkütleçekimin sonlu olduğunu öngören kanıtların, hesaplamada yeterince yüksek mertebelere, sanırım altıncı ya da daha yüksek mertebelere gidince aslında çöktüğü biliniyor. Aslına bakarsanız, hesapların aşırı zor olması nedeniyle, bu kuramda bu sonsuzlukların ortaya çıktığını hiç kimse göstermedi; fakat süpersimetrili ya da süpersimetrisiz bu tür bir kuramın, kütleçekimin her şeyle etkileşen bir sonlu kuramına yol açacağı konusunda bir çoğumuz iyimser değiliz. Bununla birlikte, diyebilirim ki Hawking'in tüm etkileşmelerin matematiksel olarak tutarlı bir kuramını araştırma konuşmasının özü, beni bugün bu konuşmamda yönlendiren özle aynıdır.

Bugün pek çok kuramsal fizikçi şu görüş noktasına gelmiş durumda: Böylesine gurur duyduğumuz Standart Model, yani zayıf, elektromanyetik ve yeğin etkileşmelerin kuantum alan kuramı, çok daha derin ve oldukça farklı bir temel alan kuramının düşük enerji yaklaştırmasından fazla bir şey değildir. Doğanın, ancak şu anda araştırabildiğimiz enerjilerden çok çok yüksek enerjilerde basitlikler göstereceği hususunda iki belirtiye sahibiz. Bu belirtilerden birisi şu olgudur: Elektrozayıf ve yeğin etkileşmelerin bağlanma sabitlerini şu anda ölçtüğümüz enerjilerden daha yukarı enerjilere uzatıp değerlerini hesaplarsak, onların tümünün protonun kütle-

sinden on beş büyüklük mertebesi kadar daha yüksek bir enerjide (10^{15} GeV) bir araya geldiklerini, yani onların tümünün bu enerjide eşit hale geldiklerini görürüz. Hatırlarsanız, kütleçekim kuramlarına sonsuzlukların sokulmasından sorumlu olan 'kötü adam' rolündeki Newton'ın kütleçekim sabiti de, doğal birimlerde $(10^{19}\ \text{GeV})^{-2}$ değerine sahiptir. Bunlar bizim aklımıza şunu getirir: 10^{15} ile 10^{19} GeV arasında bir yerlerde, eğer böylesine yüksek enerjilerde deneyler yapabilseydik, gerçekten orada her şeyin birleştiği basit bir resim bulurduk; öyle bir resim ki belki bizi özlemini çektiğimiz kaçınılmazlık duygusuyla bile donatırdı.

Fakat oralara, o enerjilere çıkamayız. İnsan ırkına nasip olabilecek (kesinlikle bizim ömrümüz içinde değil) böylesine yüksek enerjiler üretecek hiçbir deney ya da hızlandırıcı yoktur ve olamaz. Şu anda, neredeyse deneyden hiç yardım almaksızın, on iki ile on beş büyüklük mertebeli bir körfezin bir yanından öbür yanına bir son temel kurama doğru bakıyoruz.

Şimdi, madem ki konuştuğumuz Standart Modele, büyük bir olasılıkla ona hiç benzemeyen bir son temel kuramın sadece bir düşük enerji yaklaştırması olarak sahibiz, o zaman Standart Modelin neden bu denli iyi işlediğini merak ediyor olabilirsiniz. Evet, yanıt gerçekten çok basit ya da en azından biz yanıtın çok basit olduğunu sanıyoruz. Tam şöyle: Kütlenin eksi kuvvetleri şeklinde birimlere sahip tüm bağlanma sabitlerinin, bu yeni temel enerji ölçeğinin aynı eksi kuvvetleri mertebesinde olmaları beklenebilir. Tekrar (1) ifadesine geri bakarsak, μ'nün [kütle]$^{-1}$ birimine sahip olduğunu görürüz; böylece onun $(10^{15} - 10^{19}\ \text{GeV})^{-1}$ mertebesinde olmasını bekleriz. Benzer şekilde, G sabiti [kütle]^{2} birimine sahiptir; bu nedenle onun da $(10^{15} - 10^{19}\ \text{GeV})^{2}$ mertebesinde olmasını bekleriz ve bu böylece sürüp gider. Bunlar inanılmaz derecede küçük sayılardır; dolayısıyla bu sabitler, elektronun manyetik momenti gibi nicelikler için kuram ile deneyi karşılaştırdığımızda, hatırı sayılır etkilere sahip olmazlar. Bir başka deyişle, mevcut kuramlarımız çok iyi işler; bu kesinlikle bizim mutlu olmamız için bir nedendir; fakat

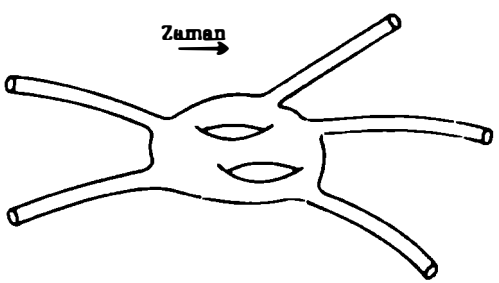
buna üzülmemiz de gerekir, çünkü mevcut kuramlarımızın böylesine iyi işlemesi, gelecekteki herhangi bir son kuramın onlara hiç benzemeyeceğini iyice küçük bir güvenceyle ortaya koyar. Standart Modelin böylesine iyi işlemesinin nedeni, basitçe onu farklı yapabilecek tüm terimlerin doğal olarak aşırı küçük olmalarıdır. Bu küçücük terimlerin etkilerini bulmaya çalışan deneyciler tarafından birçok çalışma yapılmıştır. Bunlar, protonun bozunumu ve nötrinonun kütlesi gibi etkilerdir; şimdiye dek bunlar keşfedilemedi, ama günün birinde bulunacak diye umuyoruz. Bugüne kadar, kütleçekimin kendisi dışında, asıl gerçeğin gizlendiğini sandığımız en yüksek enerji ölçeğinden aşağıya doğru bize kadar inildiğinde hiçbir etki keşfedilemedi.

Bu beni sicim kuramına getiriyor. Önümdeki on dakika işkence derecesinde teknik olacak; fakat teknik olmayan dilde nasıl ifade edeceğimi düşünemediğim teknik ayrıntıları konuşmamın sonuna kadar sürdürmeyeceğime söz veriyorum.

Kuramsal fizikçiler, son iki yılda, 'doğaya 10^{15} – 10^{19} GeV'lik bir ölçekten bakıldığında, doğanın en son yapı taşlarının parçacıklar ya da alanlar değil de sicimler oldukları' düşüncesiyle müthiş heyecana kapıldılar. Tartışmayı olabildiğince basit tutmak istediğim için, burada sadece bir tür sicimi tartışacağım. Bu tür bir sicim, uzayzamanda küçük bir süreksizlik halkası, uzayzamanda bir halka boyunca giden bir küçük kusurdur. Gerilim altındadır ve sonsuz sayıda kip içinde titreşir, tıpkı bir sicimin yapacağı gibi. Her kipe, farklı bir parçacık türü olarak bakarız. En düşük kütleli parçacık olarak niteleyeceğimiz bir en düşük kip vardır; sonra bir yüksek kütleli parçacığa karşılık gelen bir sonraki kip ve böylece sürüp gider. Temel parçacıklar arasındaki bir etkileşme, bu halkaların bir araya gelip birleşmeleri ve sonra tekrar ayrılmaları olarak görülecektir. Böyle bir olay, uzayzamanda iki-boyutlu bir yüzey verilerek betimlenebilir, çünkü basitçe bir sicim uzay içinde hareket ettiğinde uzayzamanda iki-boyutlu bir yüzey (bir tüp) süpürür. Parçacıklar arasındaki her özel tepkime, iki-boyutlu bir yüzeyin tarihi cinsinden incelenecektir; yani çeşitli ayrılmalara ve tekrar birleş-

melere uğrayan ve bu süre boyunca başlangıç durumunda yer alan sicim halkalarının soğurulduğu ve son durumda yer alan sicim halkalarının yayınlandığı bir tarih. Örneğin, iki parçacığın girdiği ve üç parçacığın çıktığı bir saçılma süreci, içine iki adet uzun tüpün girdiği (etkileşmeye giren parçacıkları temsil eden) ve içinden üç uzun tüpün çıktığı (etkileşmeden çıkan parçacıkları temsil eden) bir iki-boyutlu yüzeyle betimlenebilir. Arada yüzeyin kendisi oldukça karmaşık bir topolojiye sahip olabilir (Şekil 3).

Böyle bir yüzey bir koordinat ağıyla haritalanarak betimlenebilir. Yüzey iki-boyutlu olduğundan, üzerindeki bir σ noktası, σ^1 ve σ^2 diye adlandıracağım iki koordinatı belirterek saptanır. Böylece sicim üzerindeki herhangi bir noktanın özel bir anda nerede olduğunu söyleyebilirsiniz. Bunu yapmak için, yüzey üzerinde $\sigma = (\sigma^1,\sigma^2)$ ile belirtilen her bir noktayı uzayzamandaki bir x^μ noktasıyla ilişkilendiren bir kural vermelisiniz. Matematiksel olarak bunu $x^\mu = x^\mu(\sigma^1,\sigma^2)$ şeklinde yazarız. Tıpkı dört-boyutlu genel görelilikte olduğu gibi, metriği, konuma bağlı bir $g_{\alpha\beta}(\sigma)$ matrisi olarak yazarız; ama burada sadece iki-boyutlu bir yüzeyle ilgilendiğimizden, α ve β indisleri sadece bir ve iki değerlerini alır. Metrik, size yüzey üzerinde iki nokta arasındaki uzunluğu nasıl hesaplayacağınızı söyler: σ ve $\sigma + d\sigma$ yüzeyleri üzerindeki iki komşu nokta için, onların arasındaki uzunluk, $ds = \sqrt{(g_{\alpha\beta}(\sigma)\, d\sigma^\alpha\, d\sigma^\beta)}$ ile verilir.



Şekil 3 İki parçacığın üç parçacığa saçılmasındaki bir katkıya karşılık gelen bir diyagram.

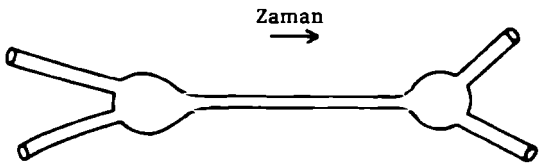
Kuantum mekaniğinin Feynman tarafından formüle edilmiş kuralları der ki, eğer olasılık genliğini (verilen bir çarpışma süreci için olasılığı elde etmek üzere karesini alacağınız nicelik) bilmek isterseniz, o zaman çarpışma sürecinin meydana gelebileceği tüm olası yollar üzerinden bir ağırlıklı ortalama almalısınız. Sicim kuramında, bu demektir ki bu özel çarpışma sürecini doğurabilecek tüm iki-boyutlu yüzeylerin tarihleri üzerinden toplam almalısınız. Şimdi, her tarih iki fonksiyonla, yani yukarıda betimlenmiş olan $x^\mu = x^\mu(\sigma)$ ve $g_{\alpha\beta}(\sigma)$ fonksiyonlarıyla karakterize edilir. Olasılık genliğini hesaplamak için aslında sizin yapmanız gereken, her tarih için bir $I[x,g]$ sayısal niceliği geliştirmek ve sonra her olası yüzey için $e^{-I[x,g]}$'leri toplamaktır. $I[x,g]$ niceliğine eylem denir; bu, $x^\mu = x^\mu(\sigma)$ ve $g_{\alpha\beta}(\sigma)$'ların bir fonksiyoneli olup

$$I[x, g] = \frac{1}{2}\int \sqrt{(g(\sigma))}\, g^{\alpha\beta}(\sigma) \times \frac{\partial x^\mu(\sigma)}{\partial \sigma^\alpha}\frac{\partial x^\nu(\sigma)}{\partial \sigma^\beta}\, d^2\sigma. \qquad (5)$$

olarak verilir.[2] Bunun böylesine heyecan verici hale gelmiş olmasının bir nedeni, bu kuramların bize ilk kez sonsuzluklar içermeyen bir kütleçekim kuramı sağlamış olmasıdır; oysa ki kütleçekimi betimlemek için daha önceki tüm girişimlerde bu sonsuzluklar hep ortaya çıkmıştı. Aslında, kütleçekim bir bakıma bu kuramlarda keşfedilmişti. (Kütleçekimin sicim kuramlarından çok önce keşfedildiğini iyi biliyorum.) Sicim kuramları özgün olarak 1960'ların sonları ile 1970'lerin başlarında çekirdek parçacıklarının yeğin etkileşmelerini anlamaya yönelik uğraşların bir aracı olarak geliştirilmişti. Kısa süre içerisinde, uzun ince tüpler içeren yüzeylerin (Şekil 4) şu sonucu verdiği anlaşılmıştı: Tepkimeye giren ve çıkan parçacıklar arasında kütlesiz bir spin-iki parçacığına karşılık gelen bir ışınım atması iletilmekteydi. (Kütlesiz parçacıklar basitçe ışık hızıyla hareket eden parçacıklardır ve

[2] Aslında, eylemde bir başka terim daha vardır; bu terim, basitçe tedirgeme kuramının farklı mertebelerinin göreli ölçeğini ayarlamaya yarar.

spin-iki, elektronun ½ spine sahip olduğu durumdaki aynı birimlerle verilir.) Bu parçacık o zamanlar müthiş bir üzüntü kaynağıydı. Kütleçekimsel ışınımın kuantumu olan gravitonun tam da bu özelliklere sahip olduğu biliniyordu, fakat



Şekil 4 Bir kütlesiz spin-iki parçacığının yayınlanıp tekrar soğurulmasını içeren bir sicim kesiti.

1960'ların sonu ile 1970'lerin başında sicim kuramlarının, kütleçekimle değil de, yeğin çekirdek kuvvetleriyle ilişkili olduğuna inanılmaktaydı. Aslında bu üzüntü kaynağı, 1970'lerin başından sonra sicim kuramlarının yıldızının sönmesine yol açmıştı.

Aslında, 1974'te Scherk ve Schwarz sicim kuramlarının kütleçekim kuramları olarak düşünülmesi gerektiğini önermişlerdi; fakat kimse onları ciddiye almamıştı. Ancak son birkaç yıl içerisinde, Green, Gross, Polyakov, Schwarz, Witten ve diğerlerinin (onlarla birlikte çalışan gençlerin çoğu dahil) çalışmalarının bir sonucu olarak, bu fizikçiler, sicim kuramının, $10^{15} - 10^{19}$ GeV'lik en son ölçekte fiziğin son yasaları için çok iyi bir aday olduğu hususunda ümitlenmeye başladılar.

Şimdi, bu olasılığın korkunç derecede çekici olmadığı hissine kapılabilirsiniz. Ne de olsa, kuramı betimlemek için size bir eylem vermeliydim. Bu eylem, bir Lagrange yoğunluğu integralidir: (5) denkleminde integral işareti altındaki ifade Lagrange yoğunluğu ya da enerji yoğunluğudur; tıpkı (1)'de kuantum elektrodinamiği için yazdığım ifade gibi. Pekâlâ şunları söyleyebilirdiniz: 'Bunu kim ısmarladı? Bunun dünyanın doğru kuramı olduğunu kim söyledi? Belki de sıradan sicimlerin davranış şeklinin bu olduğunu deneysel olarak anlarsınız, fakat öyleyse ne olmuş yani? Bunun uzayzaman-

daki en son temel kusurlarla ne ilgisi var? Sonsuz sayıdaki diğer terimler neden yok? Neden sadece sicimler?

Bu kuram, gerçekte onun simetrileri cinsinden şu anda belirgin olmayan bir yolla akla uygun bir şekilde açıklanabilir. (5) eylemi birçok simetriye sahiptir. Metriğin verilmiş olması nedeniyle, tıpkı genel görelilikte olduğu gibi, $\sigma \rightarrow \sigma'(\sigma)$ şeklinde koordinatların tanımında yapılan değişimler altında bir simetri vardır. Bir simetri daha vardır ki biraz daha az açık olup sadece iki boyutta geçerlidir. Bu, yerel uzunluk ölçeğinde yapılan bir değişme altındaki simetridir; Weyl dönüşümü adını alır ve metriği, konumun keyfi bir fonksiyonuyla çarpmaktan ibarettir: $g_{\alpha\beta}(\sigma) \rightarrow f(\sigma)\, g_{\alpha\beta}(\sigma)$. Ve son olarak, daha belli bir simetri vardır: Lorentz dönüşümleri altındaki simetri, yani $x^\mu \rightarrow \Lambda^\mu{}_\nu\, x^\nu + a^\mu$. Bu simetrilerin ilk ikisi, kuram için vazgeçilmez görünmektedir. Onlar olmaksızın, tüm yüzeyler üzerinden toplamları hesaplamaya kalkıştığınızda, sonuçlarınızın bir anlam taşımadığını görürsünüz. Bu iki simetri olmadan görülür ki, ya eksi olasılıklar elde edersiniz ya da olasılıkların toplamı bir etmez. Aslında, bu simetrileri bozan bazı çok ince kuantum etkileri vardır ve koordinatların ve ayrıca spin ½ koordinatlarının (burada onlara değinmedim) tam doğru karışımını koymadıkça, bu simetrileri bozacak kuantum anomalileri var olacaktır. Fakat, eğer çok dikkatliyseniz, kuantum anomalilerini yok edebilirsiniz; böylece bu simetriler durur ve o zaman söz konusu yüzeylerin tarihleri üzerinden toplamın bir anlamı olur.

Matematiğin güzel bir dalı vardır, icat edilmiş olan dalların en güzellerinden biridir; bu dal, tamamen iki-boyutlu yüzeylerin, koordinat ve Weyl dönüşümleri altında değişmez kalan özellikleriyle uğraşır. Bu matematik dalı, on dokuzuncu yüzyılın ilk kısmında, Riemann'ın çalışmalarına kadar geri gider. Onun klasik sonuçlarından birçoğunun, sicimlerin fiziğini anlamak için tam gereksinim duyduğumuz şeyler olduğu anlaşılır. Örneğin, iki-boyutlu keyfi bir yüzeyin (daha kesin söylersek, keyfi yönelmiş kapalı bir yüzey) topolojisini betimlemek için tek yapmanız gereken, 'kulplar'ın sayısını vermektir. Bir de, verilen bir kulp sayısı için, geometriyi betimlemek

için yapmanız gereken tek şey, bir koordinat ya da Weyl dönüşümüne kadar, sonlu sayıda parametreyi belirtmektir. O zaman iki-boyutlu yüzeylerin tüm tarihleri üzerinden toplam yapmanız, bu parametreler üzerinden integral almanız demektir. Parametre sayısı, hiç kulp yoksa sıfır, bir kulp için iki ve $h \geq 2$ kulp için $6h - 6$'dır. Bu antik teoremler, yüzeylerin tarihleri üzerinden toplamları hesaplamanıza izin verirler. Simetriler olmasaydı, bu hesapları yapamazdınız; yapsanız bile, herhalde anlamsız sonuçlar verirlerdi. Bu nedenle, simetrilerin kaçınılmaz olduğu görülüyor. Üstelik, esas amaç ve öykünün en önemli cümlesi, simetrilerin eylemi belirtiyor olmasıdır. Bu eylem, dinamiğin bu yapısı, bu simetrilerle tutarlı tek eylemdir. (Bazı kısıtlamalar[3] vardır, fakat benim söylediğim, gerçeğe yeterince yakın olandır.) Bir başka deyişle, ekleyebileceğiniz başka hiçbir şey yoktur. Bu simetrilerle tutarlı başka olası terimler yoktur. Sanıyorum ki bu, bir dinamik kuramda ilk kez oluyor; yani kuramın simetrilerinin, dinamiğin yapısını tam olarak belirtmesiyle, yani durum vektörünün zamanla değişim hızını yaratan niceliği tam olarak saptamasıyla ilk kez karşılaşılıyor. Bazı fizikçilerin, bir başkasından daha çok, bu nedenle böylesine heyecanlandıklarını zannediyorum. Bu kuram, çevresinde kaçınılmazlık kokusu taşıyor. Bu öyle bir kuram ki, karman çorman hale getirmeden değiştirilemez; yani kurama herhangi bir şey yapmaya kalkışırsanız, örneğin fazlalık terimler eklerseniz, tanımladığınız şeyleri başka

[3] Burada listelenen simetrilerle tutarlı yarım düzine kadar sicim kuramı vardır; bunlar, eylemde görünen x^μ uzayzaman koordinatları ve spin ½ değişkenlerinin sayıları bakımından farklıdırlar. Ne yazık ki, bunların tümünde uzayzaman koordinatlarının sayısı dörtten büyüktür. Bu soruna bir yaklaşım, fazlalık koordinatların 'tıkızlaştırılması'nı, yani çok küçük boyutların bir tıkız uzayında yuvarlanıp kapanmalarını varsaymaktır. Bununla birlikte, bu tüm olanakları tüketmez. Olası kuramları aramanın daha kapsamlı yolu, Lorentz değişmezliğini sadece dört sıradan uzayzaman koordinatı için düşünmek ve keyfi sayıda fazlalık koordinatlara ve spin ½ değişkenlerine izin vermektir. O zaman bu içeriklerin sayısı ve eylemin yapısı, kuantum dalgalanmalarına karşın diğer simetrilerin (koordinatların değişimleri ve Weyl dönüşümleri altında) korunuyor olması gereksinimiyle saptanmış olacaktır. Bu program henüz başlatılmıştır; özel olarak doyurucu kuramların olup olmadığını; eğer varsa, serbest parametreler içerip içermediklerini bilmiyoruz.

yollardan değiştirirseniz, o zaman bu simetrileri yitirdiğinizi görürsünüz ve bu simetrileri yitirince de, kuram anlamsız hale gelir. Tarihler üzerinden toplamlar, yüzeyler üzerinden toplamlar bozulur ve anlamsız sonuçlar verir. Bundan ötürü, sicim kuramının kütleçekimi birleştirmeye sokması olgusundan tamamen ayrı olarak, sanıyoruz ki artık doğanın son yasalarına her zamankinden daha çok yaklaştığımız hususunda iyimser olmak için pek çok nedenimiz var.

Bu kuramı icat edenler ve benim gibi kuramın mucitlerinden biri olmayıp da can atarak onu yakalamaya uğraşanlar, şimdi bu kuramları nasıl çözeceklerini öğrenmeye çalışıyorlar; böylece bu kuramların sıradan enerjilerde ne dediklerini bulup çıkaracağız ve Standart Modelle uyuşup uyuşmadıklarını göreceğiz. İşte bu, sicim çalışmaları hakkında iyice izah ettiğim bir noktadır. Bu kuramın, içerisinde serbest parametre bulundurmadığını söyledim, evet bulundurmaz; serbest sayılar yoktur. Fakat aslında bu biraz yanıltıcıdır, çünkü x^{μ} sicim üzerinde doğal sicim birimleri cinsinden bir noktanın konum vektörüdür. Yok eğer santimetre gibi birimler kullanmak isterseniz, o zaman (5) denklemine bir sabit sokmalısınız. Bu sabit, sicim gerilimidir; sicim birimleri ile sıradan metrik birimleri arasında bir çevirme çarpanıdır. Sicim gerilimi, bir enerjinin karesi olup değerinin (Newton'ın kütleçekim sabiti bilgimizden) 10^{18} GeV dolayında olmasını bekleriz; böylece bu, sicim kuramı için bir temel ölçektir. 'Sicim kuramını çözmek' dediğimde, bu kuramların 10^{18} GeV'den çok çok düşük enerjilerde, yani deneylerimizi yaptığımız enerjilerde neler öngördüklerini bulup çıkarmayı kastediyorum. Bugünkü amaç, sicim kuramının aslında zayıf, elektromanyetik ve yeğin etkileşmelerin Standart Modelini öngörüp öngörmediğini öğrenmeye çalışmaktır. Öngörüyorsa, ikinci soru şudur: Standart Modelin şu on yedi ya da daha fazla parametresi için neler öngörmektedir? Elektronun kütlesini, kuarkların kütlesini vs'yi bize doğrudan söyler mi? Söylerse, o zaman tamamdır. Çoğumuz böylesine güzel olan Standart Model'in son temel fizik yasalarında da yaşayacağı hususunda, çok değerli saydığımız zamanımız üzerine bahse giriyoruz.

Şimdi, bir fiziksel kuramın güzelliğiyle ne demek istediğimiz sorusuna kısaca değinmek istiyorum. Konuşmamı kapatırken, Dirac'ın ruhuyla kısa bir ölüm-sonrası diyaloğa girmek istiyorum; onun ruhu her halde Cambridge'ten pek uzakta değildir. Bir keresinde Dirac'ın çoğunluğu öğrencilerden oluşan bir dinleyici kitlesine yaptığı bir konuşmada, fizik öğrencilerinin fizik denklemlerinin ne anlama geldiğinden pek endişe duymamalarını, sadece denklemlerin güzelliğine bakmalarını söylediğini duymuştum. Hazır bulunan öğretim üyeleri, Dirac'a öykünmeye kalkışan tüm öğrencilerimizin geleceğinden yakınıyorlardı. Aslında Dirac'la bir dereceye kadar aynı düşüncedeyim, sadece bir dereceye kadar. Güzellik kuramsal fizikte bizim yol göstericimizdir; fakat bu, aradığımız denklemlerin bir kâğıt parçası üzerine basılmış hallerinin güzelliği değil; ilkelerin güzelliğidir, onların birbirleriyle ne kadar tutarlı olduklarıdır. Kaçınılmazlık duygusu uyandıran ilkeler isteriz. Denklemlerin çok ya da az güzel olması önemli değildir. Örneğin, Einstein'ın genel görelilik kuramı, ikinci mertebeden bir denklemler cümlesiyle tanımlanır; Newton'ın kütleçekim kuramı da öyle. Bu açıdan onlar aynı derecede güzeldir; gerçekte Newton kuramı daha az denkleme sahiptir, dolayısıyla bu anlamda onu daha güzel bulurum. Fakat Einstein'ın genel görelilik kuramı daha büyük bir kaçınılmazlık niteliğine sahiptir. Einstein kuramında, bir ters kare yasasının uygulandığı koşullar altında, yani büyük uzaklıklarda ve düşük hızlarda[4] ters kare yasasından kurtulmanızın hiçbir yolu yoktur. Einstein kuramıyla oynayamazsınız ve tüm madde ayrılıp dağılmadıkça, büyük uzaklıklarda bir ters kare yasasından başka bir şey bulamazsınız. Newton kuramıyla ise istediğiniz her cins ters kuvveti elde etmek çok kolay olurdu; böylece Einstein kuramı çok daha güzeldir, çünkü daha büyük bir katılık, daha büyük bir kaçınılmazlık duygusuna sahiptir.

[4] Bu tamamıyla doğru değildir, çünkü Einstein kuramına eklenebilecek kozmolojik sabit denen bir terim vardır. Bu terimi, gökada ya da tüm evren gibi büyük cisimlerle ilgili anlayışımızı değiştirmeyecek kadar küçük sayarsak, güneş sisteminin ölçeği üzerinde hesaba katılmayacak kadar küçük bir etkiye sahip olur. Yine de, kozmolojik sabit teriminin neden bu kadar küçük olduğunu bugün hiç kimsenin bilmediğini itiraf etmeliyiz.

Bununla birlikte, Dirac'la paylaştığım bir başka duygu vardır. Kuramsal fizikte, çoğu kez uygulamaya çalıştığımız ilkelerin ne olduklarını tam olarak bilmediğimiz için bocalar dururuz. Ve ilkelerin ne olduklarını bilmeyince, çoğu kez matematiğin güzelliği bizim en iyi yol göstericimiz olur. Aslında, zamanla, geliştirilen ilkelerin doğru olmadıkları anlaşıldığında bile, çoğu kez fizikte güzel matematik yaşamayı sürdürür. Örneğin, Dirac'ın elektron kuramı üzerine olan büyük çalışması, Schrödinger dalga denkleminin bir göreli genellemesini vererek kuantum mekaniği ile özel göreliliği birleştirmek için bir girişimdi. Sanırım bugün bu bakış açısı genelde terkedilmiştir.[5] Bugünlerde çoğu kimse, kuantum alanlar kuramı dışında, özel görelilik ile kuantum mekaniğinin birleştirilemeyeceğini düşünüyor. (Sicim kuramı, bir tür kuantum alanlar kuramıdır.) Dolayısıyla Dirac'ın izlemiş olduğu ilkeler terkedilmiştir, fakat onun o güzel denklemi repertuvarın parçası ve her fizikçinin uğraşı haline gelmiştir; yaşamaktadır ve daima yaşayacaktır. Dirac sicim kuramının matematiğini, muhtemelen bu kuramı fiziğin son yasalarının parçası olarak yaşatmaya yetecek kadar güzel bulur muydu acaba? Kuşkusuz bunu bilemem; belki bulurdu ve belki de bulmazdı; fakat yapmaya çalıştığımız işi onaylamayacağını hiç sanmıyorum.

---

[5] Bir kere, Dirac'ın yaklaşımı sadece elektron gibi ½ spinli parçacıklar için iyi çalışır. Aslında, Dirac kendi kuramının başarısının, elektronun neden ½ spine sahip olduğunu açıklamasında yattığını hissetmişti. Kuşkusuz, α-parçacığı gibi ½ spine sahip olmayan başka parçacıklar olduğunu biliyordu. Elektronun tek önemli ayırıcı niteliği, varsayıldığı kadarıyla, daha temel olmasıydı ve böylece Dirac tüm temel parçacıkların ½ spine sahip olması gerektiğini kastediyor olmalıydı. Pauli ve Weiskopf'un bir 1934 makalesinde bunun doğru olmadığı savunuldu; onlar, Schrödinger dalga denkleminin bir göreli hali değil de, elektromanyetik alanların kuantum kuramı gibi bir kuantumlu alan kuramı olarak sıfır-spinli parçacıkların bir göreli kuantum kuramını oluşturmanın mükemmelen mümkün olduğunu gösterdiler. (Gerçekten, eğer yüklüyseler, bu sıfır-spinli parçacıklar ayrı karşı parçacıklara sahiptirler ve bozon oldukları için, eksi enerjili parçacıklar denizinde deşikler olarak düşünülemezler.) Bugün W ve Z ve belki de Higgs bozonu gibi, ½ spinli olmayan, ama elektron kadar temel gibi görünen parçacıklar biliyoruz.

Yirminci yüzyılda en önemli iki kavramsal ilerleme, kuşkusuz görelilik ve kuantum mekaniğidir. Bu ikisini tek parça halinde birleştiren bir kuram geliştirme uğraşı, zor ve halen süregelen bir meydan okumadır. Elinizdeki bu kitapta, Richard Feynman ve Steven Weinberg gibi seçkin iki kuramsal fizikçi, bu temanın merak uyandırıcı yanlarını incelemektedir.

Kuantum Elektrodinamiğinin kurucularından Paul Adrien Maurice Dirac'ın anısına düzenlenen bu konferansta, Richard Feynman karşı-parçacıkların doğasını, özellikle kuantum mekaniksel spin ile istatistik arasındaki ilişkiyi anlatmaktadır. Steven Weinberg ise bu anma konuşmasında, Einstein'ın kütleçekim kuramının fiziğin en son yasalarıyla nasıl uzlaştırılabileceği hakkındaki son düşünceleri tartışmaktadır.

Nobel sahibi bu iki kuramsal fizikçi, temel fizik araştırmalarına muazzam katkılarda bulunmuşlardır; ayrıca bilimin halka ulaştırılmasına yaptıkları hizmetler de yadsınamaz. Çağdaş fiziğin gelişmesiyle ilgilenen herkes için, büyüleyici bir kitap olacaktır bu.

"...bütün fizik okurlarının kütüphanelerinde görmek isteyecekleri bir kitap."
– *New Scientist*

"Kitabın yazarları olan Nobel ödüllü fizikçiler, hem temel bilimlere hem de bilimin popülerleşmesine büyük katkılar yapmışlardır. Modern fizikle ilgilenen herkesin okuması gereken bir kitap."
–*Reader's Warehouse*

"Bu kitabın içeriği on yıllarca taze kalacak."
–*International Journal of High-Energy Physics*



ALFA
www.alfakitap.com
/alfakitap
/alfakitap
/alfakitap

ALFA BİLİM
ISBN 978-605-171-184-5