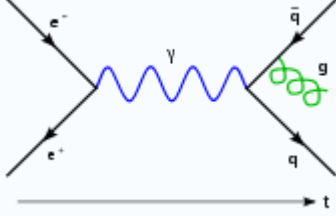


HIGGS MEKANİZMASI

Özet



Kuantum alan teorisinde, “Higgs mekanizması” bir ayar teorisindeki kütesiz ayar bozonlarına bir arka-zemin Higgs alanı ile etkileşerek bir kütle kazandırma yoludur. Parçacık fiziğinin standart modeli tüm temel parçacıklara kütle kazandıran Higgs mekanizmasını kullanır. Mekanizma, tam kendiliğinden simetri kırılmasında olduğu gibi, vakumda sıfırsız (nonzero) olan Higgs alanını gerektirir. Bu durumda, kırılan simetri ölçülür, uzayın hepsini dolduran alan anlamında, Higgs yoğunlaşması yüklenir. Ayar alanları yüklü bir yoğunlaşma var olduğunda som (massive) olur. Standart modelde ki Higgs mekanizması, W^\pm ve Z zayıf ayar bozonlarının kütle oranını başarılı bir şekilde açıklar; ki aksi taktirde kütesiz olacaktır. W ve Z kütleleri oranı beş desimal yer için doğru olarak öngörülür. Standart modeldeki leptonlar ve kuarklar da Higgs yoğunlaşması ile etkileşmelerinin bir sonucu olarak kütle kazanır. Standart modeldeki Higgs, standart-model U(1) altındaki bir fazda iken, kompleks bir spinör, bir SU(2) ikilisidir. Simetri kırılmasından sonra, Higgs’deki dört serbestlik derecesinin üçü onlara kütle kazandıran W ve Z bozonlarıyla birleşir, kalan bir serbestlik derecesi de yeni bir skaler parçacık-Higgs bozonu- olur. Her ne kadar Higgs mekanizması için dolaylı delil bulunsada; ivmelendiriciler henüz Higgs bozonunu oluşturup özelliklerini belirleyemediler, bu yüzden Higgs’in bir temel ya da bileşik parçacık olup olmadığı bilinmiyor. CERN’deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı’nda Higgs’in varlığının deneysel olarak ispatlanacağı umuluyor.

İçindekiler

- [1 Tarihi ve adlandırılması](#)
- [2 Genel tartışma](#)
- [3 Superiletkenlik](#)
- [4 Abelian Higgs modeli](#)
- [5 Nonabelian Higgs mekanizması](#)
- [6 Standard model Higgs mekanizması](#)
- [7 Affine Higgs Mekanizması](#)
- [8 Kaynakça](#)

1) Tarihi ve Adlandırılması

Bu mekanizmaya, **Brout–Englert–Higgs mekanizması**, **Higgs–Brout–Englert–Guralnik–Hagen–Kibble mekanizması**, ya da **Anderson–Higgs mekanizması** da denir. Mekanizma 1964 yılında Robert Brout ve Francois Englert, bağımsız olarak Peter Higgs, Gerald Guralnik, C.R.Hagen ve Tom Kibble tarafından önerildi. Bu mekanizmanın oluşumunda; süperiletkenliğin BCS teorisi, Yoichiro Nambu'nun vakum yapı çalışması, Ginzburg-Landau teorisinin öngörüsü, ve Philip Anderson'un önerdiği görelî fizik için önemli olabilen süper iletkenlik, esin kaynağı olmuştur. Bu mekanizma, som kuantum elektrodinamik üzerine Ernst Stückelberg'in ilk çalışması ile tahmin edildi ve 1971 yılında Gerardus't Hooft tarafından Higgs mekanizması olarak adlandırıldı. Guralnik, Hagen, Kibble, Higgs, Brout ve Englert tarafından, bu keşif üzerine yazılmış üç makaleden her biri, Physical Review Letters'in 50.yıl dönümü kutlamasında, dönüm noktası makaleler olarak tanıtıldı.

2)Genel Tartışma

Parçacık fiziğinde kendiliğinden simetri kırılması modellerinde problem şudur; Goldstone teoremine göre, bu kütesiz skaler parçacıklar kaynaklıdır. Eğer bir simetri bir yoğunlaşma vasıtasıyla kırılırsa, yoğunlaşma üzerindeki bir simetri jeneratörü (üretici) ile etkileşmek, aynı enerji ile ikinci bir durumu verir. Böylece belirli titreşimler hiç bir enerjiye sahip olmazlar ve bu salınımlara bağılı parçacıklar kuantum alan teorisinde sıfır kütleyle sahip olur. Goldstone bozonları olarak yorumlanabilen, sadece gözlenen parçacıklar, pionlardır. Simetri yaklaşımı olduğunda, pionlar tamamen kütesiz olurlar. Yoichiro Nambu, Jeffrey Goldstone öncesi yazısında, kiral simetri kırılmasına bağılı bozonlar olan pionları önerdi. Bu, onların sanki-büyüklik (pseudoscalar) doğasını açıkladı. Onlar düşünce olarak türev çiftlenimleri ve Goldberger-Treiman bağıntısı sayesinde nükleonları bağlar. Pionlardan başka, hiç bir Goldstone parçacığı gözlenmedi. Benzer bir problem, Nonabelian ayar grubu olarak da bilinen, Yang-Mills teorisinde olur. Bu teoriler henüz gözlenmemiş kütesiz spin 1 ayar bozonlarını öngörürler. Bu, problemi çözerken gözlediğimiz, kütesiz bozonlara bir kütle kazandıran (gözlenmemiş) kendiliğinden simetri kırılması modelini ayar teorisine bağlarken ki, Higgs anlayışı idi. Higgs'in orjinal makalesinin sunduğu model, ilk sunumunda, açıkça "Physical Review Letters" tarafından reddedildi, çünkü o hiç bir yeni belirlenebilir etkiyi öngörmemekteydi. Böylece o, simetrisinin tam gösterimlerini oluşturmayan, som skaler bozonların, yeni bir yada birkaç tanesinin daha varlığını ima ettiğini belirterek, sonuna bir cümle ekledi. İşte bunlar Higgs bozonlarıdır. Higgs mekanizması Steven Weinberg tarafından modern parçacık fiziğine birleştirildi ve standart modelin asıl bir parçası oldu. Standart modelde, simetrisinin kırılmadığı yeterince yüksek sıcaklıklarda, skaler Higgs bozonları hariç tüm elemanter parçacıklar kütesizdir. Kritik bir sıcaklıkta, Higgs alanı rastgele seçilen bir doğrultuda maksimum enerji noktasından kendiliğinden kayar. Bir kez simetri kırıldığında, W bozonları ve Z bozonları gibi ayar bozon parçacıkları, kütle kazanır. Fermiyonlar, standart modeldeki kuarklar ve leptonlar gibi, Higgs yoğunluğu ile etkileşmelerinin bir sonucu olarak da kütle kazanırlar. Kütle, "Higgs okyanusu" ile parçacıkların etkileşmeleri sonucu olarak yorumlanabilir.

3)Superiletkenlik

Higgs mekanizması vakumda süperiletkenlik olarak düşünülebilir. O, tüm uzay, yüklü parçacıklar denizi ile doldurulduğunda, ya da alan diliyle, yüklü parçacıklar bir sıfır-olmayan (nonzero) vakum beklenen değerine sahip olduğunda, meydana gelir. Uzayı dolduran kuantum akışkanı ile etkileşme çok uzun mesafelerden gelen belirli kuvvetleri önler. Bir süper iletken, "Meissner etkisi"olarak bilinen bir fenomen ile tüm manyetik alanı iç kısmından dışarı çıkarır. Bu uzun bir süre sır olarak kaldı, çünkü o, her nasılsa elektromanyetik kuvvetlerin süperiletken içinde kısa erimli olduğunu ima eder. Adi bir metalin davranışı buna zıttır. Bir metalde, süperiletkenlik iç kısımda toplam alanlar bir birini sıfırlayınca kadar, yüzey üzerinde yeniden düzenlenen yükler ile, elektrik alanları korur. Fakat manyetik alanlar her hangi bir uzaklığa gidebilir ve eğer bir manyetik monopol (bir yalıtılmış manyetik kutup) metal tarafından sarılırsa, alan bir sicime değmeksizin kaçabilir. Bir süperiletkende, bununla birlikte, elektrik yükleri dağılmadan hareket ederler ve bu yüzey yüklerini değil, sürekli yüzey akımlarını izler. Bir süperiletkenin sınırında manyetik alanlar tanıtıldığında; manyetik alanlar onları tamamen nötralize eden yüzey akımları oluştururlar. Meissner etkisi ince bir yüzey tabakası içindeki

akımlardan dolayıdır, ki onun kalınlığı, “London girme derinliği”, basit bir modelden hesaplanabilir. Lev Landau ve Vitaly Ginzburg’dan dolayı bu basit model, bir yüklü Bose-Einstein yoğunlaşması olarak süperiletkenlikten bahseder. q yüklü bozonları içeren bir süper iletken olduğunu varsayın. Bozonların dalga fonksiyonu, bir alan denklemi olarak “Schrödinger denklemine” uyumlu ψ , bir

kuantum alanı tanıtımıyla verilebilir: $i \frac{\partial}{\partial t} \psi = \frac{(\nabla - iqA)^2}{2m} \psi$. Burada $\hbar = h / 2\pi = 1$ alınmıştır.

$\Psi(x)$ operatörü, adjointi ψ^+ aynı noktada yeni bir bozon yaratırken, kendisi x noktasında bir bozon yok eder. O zaman, Bose-Einstein yoğunlaşmasının dalga fonksiyonu, aynı denkleme uyan klasik bir dalga fonksiyonu olan, $\psi(x)$ ’in Ψ “beklenen değeri” dir. Beklenen değerin yorumu şöyledir: o, yeni yaratılmış bir bozonu veren fazdır, böylece o yoğunlaşmada tüm diğer bozonlar ile uyumlu bir şekilde üst üste gelecektir. Yüklü bir yoğunlaşma var ise, elektromanyetik etkileşmeler gizlenir (korunur). Bunu görmek için, alan üzerinde bir “ayar dönüşümü” düşünün. Ayar dönüşümü, noktadan noktaya değişen bir miktarda yoğunlaşma fazını döndürür ve bir gradyent ile vektör potansiyelini ayırır; $\psi \rightarrow e^{iq\phi(x)} \psi$, $A \rightarrow A + \nabla\phi$. Yoğunlaşma yokken, bu dönüşüm sadece her noktada ψ fazının tanımını değiştirir. Fakat, yoğunlaşma olduğunda, yoğunlaşma fazını tercih edilen bir faz seçimi belirler. Yoğunlaşma dalga fonksiyonu $\psi(x) = \rho(x)e^{i\theta(x)}$ olarak yazılabilir. Burada $\rho(x)$, yoğunlaşmanın yerel yoğunluğunu belirleyen gerçek genliktir. Eğer yoğunlaşma nötral olsaydı, akış Schrödinger alanının faz değişim doğrultusunda, θ ’nın gradyentleri boyunca olacaktı. Eğer θ fazı yavaşça değişirse, akış yavaş ve çok az enerjiye sahip olur. Fakat şimdi θ , alan fazını döndüren bir ayar dönüşümü oluşturarak, tam sıfıra eşit yapılabilir. Yavaş faz değişiminin enerjisi, ρ yoğunlaşma yoğunluğunu sabit alarak, $H = \frac{1}{2m} |(qA + \nabla)\psi|^2$ Schrödinger kinetik enerji denkleminde,

$H \approx \frac{\rho^2}{2m} (qA + \nabla\theta)^2$ şeklinde hesaplanabilir. Yoğunlaşmanın her yerde aynı faza sahip olduğu ayar

seçimi denkleme yerleştirildiğinde, elektromanyetik alan enerjisi $\frac{q^2 \rho^2}{2m} A^2$ şeklinde bir extra terime

sahip olur. Bu terim bulunduğunda, elektromanyetik etkileşmeler kısa-erimli olur. Her alan modu, uzun dalga boyu olmayan, bir nonzero (sıfır olmayan) frekans ile salınım yapar. Bir en düşük

frekans uzun dalga boyu A modunun enerjisi, $E \approx \frac{\dot{A}^2}{2} + \frac{q^2 \rho^2}{2m} A^2$ yaklaşımında olabilir. Bu

$\sqrt{q^2 \rho^2 / m}$ frekanslı bir harmonik salınıcıdır. $|\psi|^2 (= \rho^2)$ niceliği süperiletken parçacıklarının yoğunlaşma yoğunluğudur. Gerçek bir süperiletkende, yüklü parçacıklar, bozonlar değil, fermiyonlar olan elektronlardır. Bu nedenle süperiletkene sahip olmak gerektiğinde, elektronların her nasılsa “Cooper çiftleri” olarak bağlanmaları gerekir. Yoğunlaşan q yükü bu nedenle e elektron yükünün iki katıdır. Normal bir süperiletkendeki çiftlenme örgü titreşimleri nedeniyledir ve gerçekte çok zayıftır; bu da çiftlerin çok zayıf bağlanması demektir. Zayıf bağlı çiftlerin bir Bose-Einstein yoğunlaşmasının anlatımı, gerçekte bir elementer parçacıklar yoğunlaşması anlatımından daha zordur ve bu 1957’de “Bardeen, Cooper ve Schriffer” tarafından, meşhur “BCS teorisi” ile açıklanmıştır.

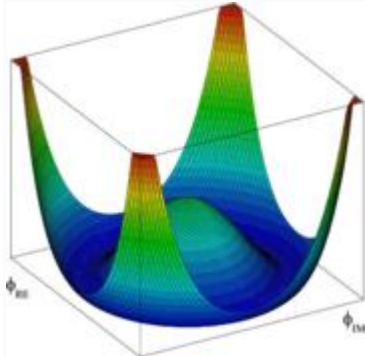
4) Abelian Higgs Modeli

Bir görelî ayar teorisinde, vektör bozonlar uzun erimli kuvvetlere öncülük eden, fotonlar gibi saf kütesiz parçacıklardır. Bu elektromanyetizma için inceliklidir, ki orada kuvvet gerçekten uzun erimlidir, fakat o; ayar teorisi ile kısa-erimli zayıf kuvvetlerin tanımında bir değişiklik gerektirir anlamına gelir. Ayar değişmezliği; ayar alanının belirli dönüşümleri enerjiyi hiç değiştirmez anlamındadır. Eğer keyfi bir gradyent A’ya eklenirse, alan enerjisi tam olarak aynı kalır. Bu, ona bir kütle terimi eklemeyi güçleştirir, çünkü kütle terimi alanı sıfır değerine doğru itme eğilimindedir. Fakat vektör potansiyelin sıfır değeri bir ayar değişmezliği düşüncesi değildir. Bir ayar içinde sıfırın, bir başkasında sıfır olmayanın (nonzero) ne olduğu önemlidir. Böylece, bir ayar teorisine kütle vermek gerektiğinde, ayar

değişmezliği bir yoğunlaşma ile kırılmalıdır. Yoğunlaşma o zaman tercih edilen bir fazı belirleyecek, ve yoğunlaşma fazı bir ayar değişmezi yoluyla alanın değerini sıfır olarak belirleyecektir. Ayar değişmezi tanımı; paralel geçişten her hangi bir yol boyunca faz değişimi yoğunlaşma dalga fonksiyonunda faz farkına eşit olduğunda sıfır olan bir ayar alanı şeklindedir. Yoğunlaşma değeri, tam “Landau-Ginzburg modeli”indeki gibi, bir beklenen değer ile bir kuantum alanı tarafından betimlenir. Emin olmak için, alanın yoğunlaşma değeri uzay-zamanda tercih edilen doğrultuda seçilip ayrılmaz, o bir skaler alan olmalıdır. Yoğunlaşma fazı için bir ayar tanımlamak gerektiğinde, alan değişmelidir. Yüklü olan bir Φ skaler alanı için gerektiğinde ise o, kompleks olmalıdır. Eşdeğer olarak, gerçek ve sanal kısımları, bir simetri ile bir birine döndüren iki alanı kapsar. Vektör potansiyeli, onlar noktadan noktaya hareket ederken, alan tarafından üretilen kuantumun fazını değiştirir. Alan terimleriyle o, yakınındaki noktalarda alan değerlerini karşılaştırırken, alanların gerçel ve sanal kısımlarını ne kadar bir birine döndürdüğünü tanımlar. Bir sıfır olmayan değer kazanan, kompleks bir skaler Φ alanında, sadece yeniden normalize edilebilen (renormalizable) modelde, alan enerjisi sıfırdan minimum bir

uzaklığa sahip, “Meksika-şapka” modelidir; $S(\phi) = \int \frac{1}{2} |\partial\phi|^2 - \lambda(|\phi|^2 - \Phi^2)^2$. Bu,

$H(\phi) = \frac{1}{2} |\dot{\phi}|^2 + |\nabla\phi|^2 + V(|\phi|)$ şeklinde bir hamiltoniyen belirtir. İlk terim alanın kinetik enerji terimidir. İkinci terim, alan noktadan noktaya değişirken, extra potansiyel enerjidir. Üçüncü terim ise, alan verilen her hangi bir büyüklüğe sahip iken, potansiyel enerjidir. Bu potansiyel enerji $V(z, \Phi) = \lambda(|z|^2 - \Phi^2)^2$, adını modele veren, bir Meksika şapkası gibi gözükten grafiğe sahiptir. Özellikle, minimum enerji değeri $z=0$ da değildir, fakat z 'nin büyüklüğünün Φ olduğu yerdeki noktaların çemberi üzerindedir. Burada bir potansiyel imgesi bulunur: V Higgs potansiyeli.



λ 'nın sabit bir değeri için potansiyel, Φ 'nin gerçel ve sanal kısımlarına karşı gösterilir. Temelde Meksika-şapkası ya da şampanya-şişesi profiline dikkat edilmelidir. $\Phi(x)$ alanı elektromanyetizmaya başlanmadığında, Meksika-şapka potansiyeli düz doğrultulara sahiptir. Vakua çemberlerinin herhangi birisiyle başlayan ve noktadan noktaya alanın fazıyla değişen çok küçük enerji söz konusudur. Matematiksel olarak, eğer $\phi(x) = \Phi e^{i\theta(x)}$ sabit bir ön-faktör ile tanımlı ise, o zaman $\theta(x)$ alanı için etki, örneğin $\Phi(x)$ Higgs alanı fazı, sadece türevli terimlere sahiptir. Bu bir sürpriz değildir. $\theta(x)$ 'e bir sabit eklemek orjinal teoreminin bir simetrisidir, böylece $\theta(x)$ ' in farklı değerleri farklı enerjilere sahip olamaz. Bu “Goldstone teoreminin” bir örneğidir: kendiliğinden kırılan sürekli simetriler kütsüz parçacıklara öncülük eder. Abelian Higgs modeli elektromanyetizmaya Meksika-şapka modelini

bağlar: $S(\phi, A) = \int \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + |(\partial - iqA)\phi|^2 + \lambda(|\phi|^2 - \Phi^2)^2$.

Klasik vakum tekrar potansiyelin minimumundadır, orada kompleks alan ϕ 'nin büyüklüğü Φ 'ye eşittir. Fakat şimdi alan fazı keyfidir, çünkü ayar dönüşümleri onu değiştirir. Bu demektir ki; $\theta(x)$ alanı bir ayar dönüşümü ile sıfır olabilir, ve hiç bir serbestlik derecesi de göstermez. Bundan başka, faz yoğunlaşmasının sabit olduğu yerde bir ayar seçildiğinde, tam Landau-Ginzburg modelinde olduğu gibi, vektör alanı dalgalanmaları için enerji sıfır-olmayan'dır. Böylece Abelian Higgs modelinde, ayar alanı bir kütle kazandırır. Kütlenin

büyükliğini hesaplamak için, yoğunlaşmanın sabit faza sahip olduğu yerde ayar içinde x doğrultusunda A vektör potansiyelinin sabit bir değerini düşünün. Bu, vektör potansiyelin sıfır olduğu yerde ayar içinde sinüsoydel olarak değişen bir yoğunlaşma ile aynıdır. A 'nın sıfır olduğu yerdeki ayarda, yoğunlaşmadaki potansiyel enerji yoğunluğu skaler gradyent enerjisidir: $E = \frac{1}{2} |\partial(\Phi \cdot e^{iqAx})|^2 = \frac{1}{2} q^2 \Phi^2 A^2$. Bu enerji $m=q\Phi$ olduğu yerde bir $m^2 A^2/2$ kütle terimiyle aynıdır.

5) Nonabelian Higgs Mekanizması

Nonabelian Higgs modeli; $S(\phi, A) = \int \frac{1}{4g^2} tr(F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) + |D\phi|^2 + V(|\phi|)$ etkisine sahiptir. Burada A

Nonabelian alanı D 'yi ve $F^{\mu\nu}$ ve $F_{\mu\nu}$ tensör bileşenlerini kapsar (A ve onun bileşenleri arasındaki ilişki Yang-Mills teorisinde iyi bilinir). O, tam olarak Abelian Higgs modelini andırır. Şimdi ϕ alanı bir ayar grubunun gösterimindedir ve ayar kovaryant türevi alanın değişim oranı eksi, bağlantı olarak A ayar alanını kullanan paralel iletimden gelen değişim oranı ile tanımlanır; $D\phi = \partial\phi - iA^k t_k \phi$.

Tekrar, yoğunlaşmanın sabit olduğu yerde Φ 'nin beklenen değeri tercih edilen bir ayarı tanımlar ve bu ayarı birleştiren, A ayar alanındaki dalgalanmalar bir sıfır-olmayan (nonzero) enerji değeri ile gelir. Skaler alan gösterimine bağlı olarak, her ayar alanı bir kütle kazandırmaz. Basit bir örnek, "Julian Schwinger" den dolayı, bir ilk elektrozayıf modelin yeniden normalize edilebilir versiyonundadır. Bu modelde, ayar grubu (guage group) $SO(3)$ (ya da $SU(2)$... modelde spinor gösterimleri yoktur) ve ayar değişmezi $U(1)$ 'e, yada uzun mesafelerde $SO(2)$ 'ye bozulur. Şimdi, Higgs mekanizmasını kullanarak tutarlı bir yeniden normalize edilebilir versiyon oluşturmak için, $SO(3)$ 'ün bir vektör (bir üçlü) olarak dönüşen skaler bir ϕ^2 alanını tanımlayalım. Eğer bu alan bir vakum beklenen değerine sahip ise, o alan uzayında bazı doğrultularda yönelir. Genelleştirmeksizin, ϕ 'nin yönelme doğrultusu olarak alan uzayında z eksenini seçebilir, o zaman ϕ 'nin vakum beklenen değeri, A 'nın kütlelenin boyutları ($c=h/2\pi=1$) ile sabit olduğu yerde, $(0,0,A)$ olur. Z eksenini etrafında dönmeler, ϕ 'nin vakum beklenen değerini sağlayan $SO(3)$ 'ün bir $U(1)$ alt-grubunu oluşturur ve bu kırılmamış ayar grubudur. X ve Y etrafındaki dönmeler vakumu sağlamazlar ve bu dönmeleri oluşturan $SO(3)$ ayar alan bileşenleri kütleli vektör mezonlarını meydana getirir. Schwinger modelinde, A kütle ölçekli bir kütle seti ve fotona benzeyen, kütleli $U(1)$ ayar bozonu ile, kütleli (som) iki W mezonu vardır. Schwinger modeli, elektro-zayıf birleştirme ölçeğinde "manyetik tek-kutupları" öngörür ve Z mezonunu öngörmez. Doğadaki kadar uygun, elektrozayıf simetri kırılmaz. Fakat tarihsel olarak, buna benzer bir model (fakat Higgs mekanizmasını kullanmayan) zayıf kuvvet ile elektromanyetik kuvveti birleştirmekte bir ilkti.

6) Standard Model Higgs Mekanizması

Standart modelin elektrozayıf kısmının ayar grubu $SU(2) \times U(1)$ dir. Higgs mekanizması, zayıf hiperyük-1 ile zayıf bir $SU(2)$ dubleti olan bir skaler alan vasıtasıyla, o dört gerçel veya iki kompleks bileşene sahiptir, $SU(2)$ altında bir sipinör gibi dönüşür ve $U(1)$ dönmeleri altında bir faz ile çarpımından elde edilir. Bunun $U(1)$ altında birleşen iki kompleks spinör ile aynı olmadığı, ki o sekiz gerçel bileşene sahip olacaktı, bundan başka kompleks spinörün gerçel ve sanal kısımlarını bir birine bağlayan bir faz ile çarpılan $U(2)$... gurubunun spinör gösterimidir. $SU(2)$ gurubu bir kompleks iki boyutlu vektör uzayında koordinatların tüm ortonormal değişimleri, tamamen üniter matrislerdir. Koordinatların dönmesi, öyle ki, H doğrultusunda ilk temel vektör spinör $(A,0)$ H 'in vakum beklenen değerini oluşturur. X, Y, Z eksenleri çevresindeki dönmeler için üreteçler $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ Pauli matrislerinin yarısı kadardır, bu yüzden z eksenini çevresinde θ açılı bir dönme vakuma götürür: $(A \cdot e^{i\theta/2}, 0)$. X ve Y üreteçleri üst ve alt bileşenleri karıştırdığı sürece, sadece Z dönmeleri bir faz ile çarpılır. Bu faz, Higgs -1 yüke sahiptir olduğundan, zıt faz ile çarpılan, $\theta/2$ açılı bir $U(1)$ dönmesiyle bozulabilir. Bir $SU(2)$

z-dönmesi ve bir $\theta/2$ kadar U(1) dönmesi altında, vakum değişmezdir (invariant). Üreteçlerin bu kombinasyonu; $Q=W_z+Y/2$ kırılmamış ayar simetri grubunu tanımlar. Burada W_z , SU(2)'de z-ekseni etrafındaki dönmelerin, Y ise U(1)'in üretecidir. Üreteçlerin bu kombinasyonu...SU(2)'de bir z dönmesi (rotation) ve eşzamanlı olarak açının yarısı kadar bir U(1) dönmesi oluşturur... vakumu korur ve standart modelde kırılmamış ayar grubunu tanımlar. Bu doğrultudaki ayar alanı kısmı kütleli kalır, bu ayar alanı aktüel fotondur. Üreteçlerin bu kombinasyonu altında kazanılan alan fazı, onun elektrik yüküdür ve bu, standart modeldeki elektrik yükü için bir formül oluşturur. Bu dönüşümde, standart modeldeki tüm Y yükleri 1/3'ün multiblettleridir. Standart model bütünlüğünde, tüm Y-yüklerini oluşturmak için, eğer isterseniz tüm Y-yüklerini üç katına çıkararak formülün Y kısmını yeniden ölçeklendirebilir ve $Q=W_z+Y/6$ olarak, yük formülünü yeniden yazabilirsiniz, fakat genelde Y/2 ile normalize etmek evrensel standarttır.

7)Affine Higgs Mekanizması

“Ernst Stueckelberg” som bir foton ile kuantum elektrodinamik teoriyi analiz ederek Higgs mekanizmasının bir versiyonunu keşfetti. “Stueckelberg modeli” düzgün Meksika şapkalı Abelian Higgs modelinin bir limitidir. Orada H vakum beklenen değeri sonsuza gider ve Higgs alanının yükü onların çarpımlarının sabit olduğu böyle bir yolda sifira gider. Higgs bozonunun kütlesi H ile orantılıdır, bu nedenle Higgs bozonu son derece som (massive) ve görünmez olur. Bunun yorumu şöyledir: bir U(1) ayar alanı kuantumlanmış yükler gerektirdiğinde, Higgs salınımlarının sadece açılal kısmını tutmak ve radyal kısmı atmamak mümkündür. Higgs alanının θ açılal kısmı; $\theta \rightarrow \theta + e\alpha$ ve $A \rightarrow A + \alpha$ ayar dönüşüm kanunlarına sahiptir.

Açı için ayar kovaryant türev (o, gerçekte ayar değişmezdir) $D\theta = \partial\theta - eA$ dir. Bu limite sonlu ve sifır olmayan θ dalgalanmalarını tutmak gerektiğinde, θ , H tarafından yeniden ölçeklendirilmeli, böylece onun etkideki kinetik terimi normalize edilmiş kalır. Teta alanı için etki $\phi = H.e^{i\theta/H}$ Meksika şapkasında yerine konularak görülür;

$$S = \int \frac{1}{4}F^2 + \frac{1}{2}(D\theta)^2 = \int \frac{1}{4}F^2 + \frac{1}{2}(\partial\theta - HeA)^2 = \int \frac{1}{4}F^2 + \frac{1}{2}(\partial\theta - mA)^2$$
. Burada eH ayar bozonunun kütlesidir. $\Theta=0$ alınıp bir ayar dönüşümü yapıldığında, etkideki ayar serbestliği elenir ve etki $S = \int \frac{1}{4}F^2 + \frac{m^2}{2}A^2$ som vektör alanı olur. Keyfi küçük yüklere sahip olmak için U(1), çarpma

işlemi altında birim kompleks sayıların çemberi olmamayı, fakat sadece küresel topolojide farklı olan, toplama işlemi altında R gerçak sayıları olmayı gerektirir. Böyle bir U(1) grubu “kompakt-olmayan” (non-compact) dir. θ alanı ayar grubunun bir affin temsili olarak dönüşür. İzinli ayar grupları arasında, sadece kompakt-olmayan U(1) affin gösterimlerini içine alır ve elektromanyetizmanın U(1)'i, yük kuantumlanması son derece yüksek duyarlılığa dayandığından, deneysel bakımdan kompakt olarak bilinir. Bu modeldeki Higgs yoğunlaşması son derece küçük yüke sahiptir, bu yüzden Higgs bozonları ile etkileşmeler yük korunumunu ihlal etmez. Bir som foton ile kuantum elektrodinamik teori hala yeniden normalize edilebilen (renormalizable) bir teoridir, onda elektrik yükü hala korunumludur, fakat manyetik tek kutuplar (magnetic monopoles) izinli değildir. Nonabelian (Abelian-olmayan) ayar teorisi için, affin limiti yoktur ve Higgs salınımları vektörlerden çok çok daha som olamazlar.

Mehmet TAŞKAN

8)Kaynakça

1. [^](http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/higgs_s055.pdf) G. Bernardi, M. Carena, and T. Junk: "Higgs bosons: theory and searches", Reviews of Particle Data Group: Hypothetical particles and Concepts, 2007, http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/higgs_s055.pdf

2. [^ Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons](#)
3. [^ Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons](#)
4. [^ Global Conservation Laws and Massless Particles](#)
5. [^ Physical Review Letters - 50th Anniversary Milestone Papers](#)
6. [A Generalized Higgs Model](#)
7. [Global Conservation Laws and Massless Particles](#)
8. [A popular "quasi-political" explanation of the Higgs boson](#)
9. [In CERN Courier, Steven Weinberg reflects on spontaneous symmetry breaking](#)
10. [Steven Weinberg Praises Teams for Higgs Boson Theory](#)
11. [Physical Review Letters – 50th Anniversary Milestone Papers](#)
12. [Imperial College London on PRL 50th Anniversary Milestone Papers](#)
13. [Physics World, Introducing the little Higgs](#)
14. [Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble Mechanism on Scholarpedia](#)
15. [History of Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble Mechanism on Scholarpedia](#)
16. [God Particle Overview](#)
17. www.wikipedia.com/Higgs_mechanism.htm
18. www.fizikevreni.com
19. www.sciam.com
20. www.tubitak.gov.tr