FİZ0424 PARÇACIK FİZİĞİ

Ankara Üniversitesi
Fen Fakültesi Fizik Bölümü

7. Hafta

AYSUHAN OZANSOY

İçerik:

1. Giriş
2. Temel Düşünce: Kendiliğinden Simetri Kırılması
3. Kütle Terimi
4. Global Bir Simetrinin Kendiliğinden Kırılması
5. Lokal Bir Simetrinin Kendiliğinden Kırılması

1. Giriş:

- **Newton:** $\vec{F} = m\vec{a}$ ➔ Kütle, cismin eylemsizliğinin bir ölçüsü

- **Einstein:** $E = mc^2$ ➔ Kütle, enerji ile ilişkili

- Ancak, kütlenin kaynağı ne?

  - Neden bazı parçacıklar kütleli iken bazıları kütlesiz?
  - Neden bazı parçacıkların kütleleri diğerlerine göre daha fazla?

➔ Cisimlerin kütle kazanmalarının altında yatan düşünce **"kendiliğinden simetri kırılması"** dır. Temel parçacıklar Higgs alanı ile etkileşmeleri ile kütle kazanırlar.

Ara Not:

Ayar Değişmezliği: Lagranjiyenin bir takım dönüşümler altında değişmez kalmasıdır ve ayar grubu ile ilgili ***«yükün korunumu»*** ile ilişkilidir.
Örnek: Elektrodinamik için ayar değişmezliği

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$
$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \partial \vec{A} / \partial t$$

$$\left.\begin{aligned} \vec{A} &\rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\alpha \\ V &\rightarrow V' = V - \partial\alpha/\partial t \\ \psi &\rightarrow \psi' = e^{iq\alpha}\psi \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

Potansiyeller ve dalga fonksiyonu için ayar dönüşümleri. Bu dönüşümleri altında Maxwell denklemleri değişmez kalır.

Global ve Lokal Dönüşümler:

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{iq\alpha}\psi$$

Global faz dönüşümü,
α: gerçel bir sayı

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{iq\alpha(x,t)}\psi$$

Lokal (yerel) faz dönüşümü,
α: konum ve zamana bağlı

➔ Lokal ayar değişmezliğini sağlamak için sisteme ayar alanları tanıtılmalıdır. Tüm 4-türevler yerine **kovaryant türev** yazılmalıdır.

$$\boxed{D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu}$$

➔ 1961 – 1968 **<u>Glashow, Weinberg ve Salam (GWS)</u>** elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri **"elektrozayıf etkileşme"** olarak adlandırılan tek bir teori atında birleştirdiler.

➔ Elektrozayıf etkileşme "zayıf izospin" ve "zayıf hiperyük" e bağlanır. Elektrozayıf etkileşmenin ayar grubu SU(2) x U(1)' dir.

➔ Zayıf izospin akımları SU(2) simetrisi ile bir izotriplete (üçlüye) bağlanır: $\mathbf{W_\mu^{1,2,3}}$

➔ Zayıf hiperyük akımı U(1) simetrisi ile izosinglete (tekliye) bağlanır. $\mathbf{B_\mu}$

➔ Teori, kütlesiz $W_\mu^{1,2,3}$ and B_μ alanları ile başlıyor. Ayar değişmezliğini gerektiren ayar alanları kütlesiz olmalılar.

➔ Ancak zayıf etkileşmelerin aracı parçacıkları kütleli. Ayar simetrisini bozmadan bu aracı parçacıklara kütle vermenin yolu *<u>simetriyi kendiliğinden kırmaktır.</u>*

$$W_\mu^{\pm} \equiv (1/\sqrt{2})(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w$$

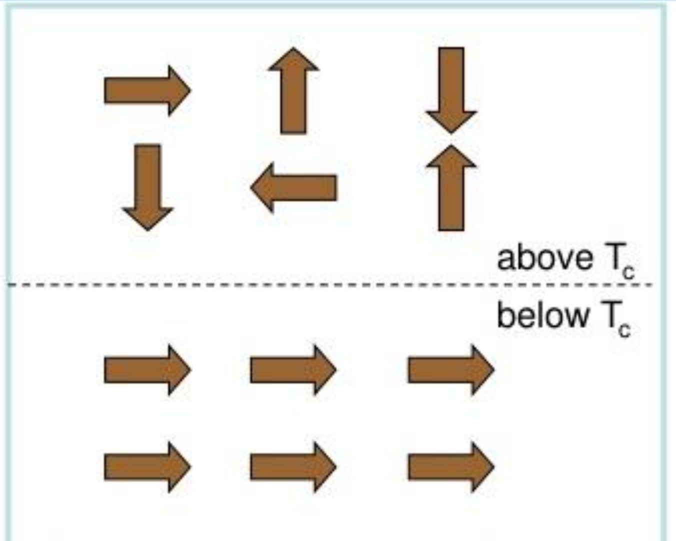
$$\boxed{\mathbf{W_\mu^{1,2,3}, B_\mu \longrightarrow W^+, W^-, Z^0, \gamma}}$$

Matematiksel alanlar ➔ Fiziksel alanlar

2. Temel Düşünce: Kendiliğinden Simetri Kırılması

- EM ve zayıf etkileşmelerin her ikisini de tanımlayacak bir teori bulmak istiyoruz. Ayar simetrisini bozmadan vektör bozonlarına kütle vermenin yolu simetriyi kendiliğinden kırmaktır.

- Kendiliğinden simetri kırılması (KSK) hem parçacık fiziğinde hem de yoğun madde fiziğinde büyük öneme sahiptir. (Örneğin; bir ferromagnet uzaysal dönmeler altında invaryant olan bir Lagranjiyen ile tanımlanır. Curie sıcaklığına kadar soğutulduğunda ferromagnet net bir manyetizasyon kazanır, spinler belirli bir yönde yönelmiştir. Dönme simetrisi açıkça kırılmıştır.)



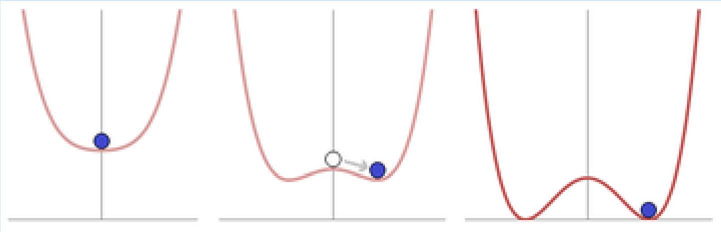
Şekil; https://www.slideshare.net/mahboeb/partikel-tuhan-higgsboson1 adresinden alınmıştır.

- KSK sonsuz serbestlik dereceli sistemlerde gerçekleşir ve bu nedenle KSK **alan teorisinde** bir olgudur.

➔**Bir sistemi tanımlayan Lagranjiyenin sahip olduğu simetri ile, sistemin vakum durumu aynı simetriye sahip değilse "kendiliğinden simetri kırılması" gerçekleşir**.

- Sıfırdan farklı bir vakum durumunun olması, Lagranjiyenle vakumun aynı simetriyi sağlamamalarının nedenidir.

- Sıfırdan farklı bir vakum beklenen değerine sahip parçacık alanı **"spin-0"** olmalıdır. Çünkü sistem dejenere minumum durumlarından bir tanesini rastgele olarak taban durumu olarak seçmiştir. Bu vakum durumunun dönmeler altında simetrik olabilmesi için alanın spini sıfır olmalıdır.



- Higgs alanı, spin-0 bir alandır ve parçacıklar kütlelerini Higss alanıyla etkileşmeleri yoluyla kazanırlar, parçacık ne kadar çok etkileşirse o kadar kütle kazanır.

- Higgs alanının kuantum uyarılmaları **Higgs parçacığını** oluşturur.

3. Kütle terimi:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \underbrace{\frac{1}{2}m^2\phi^2}_{\text{Kütle terimi}}$$

Skaler bir alan için yazdığımız bu Lagranjiyen, Euler-Lagrange denklemlerinde kullanılırsa, Klein-Gordon denklemini verir.

Euler- Lagrange denklemi

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial\phi/\partial x_\mu)}\right) - \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi} = 0$$

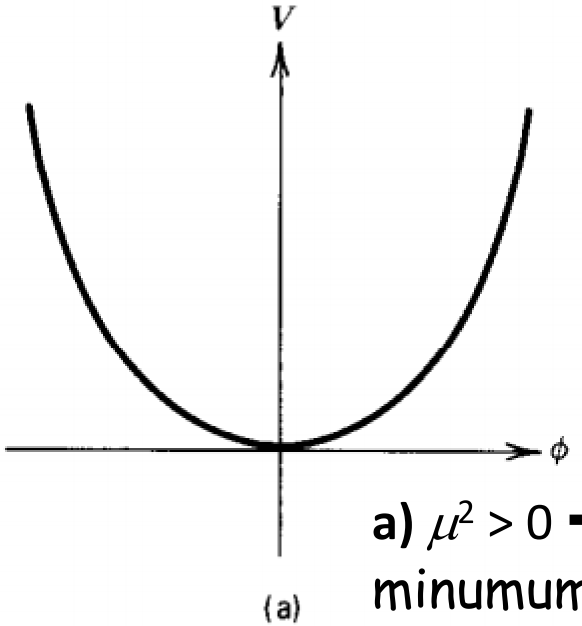
Klein-Gordon denklemi

$$\boxed{\partial_\mu\partial^\mu\phi + m^2\phi \equiv (\Box^2 + m^2)\phi = 0.}$$

Kendiliğinden Simetri Kırılması, «Gizlenmiş Simetri»

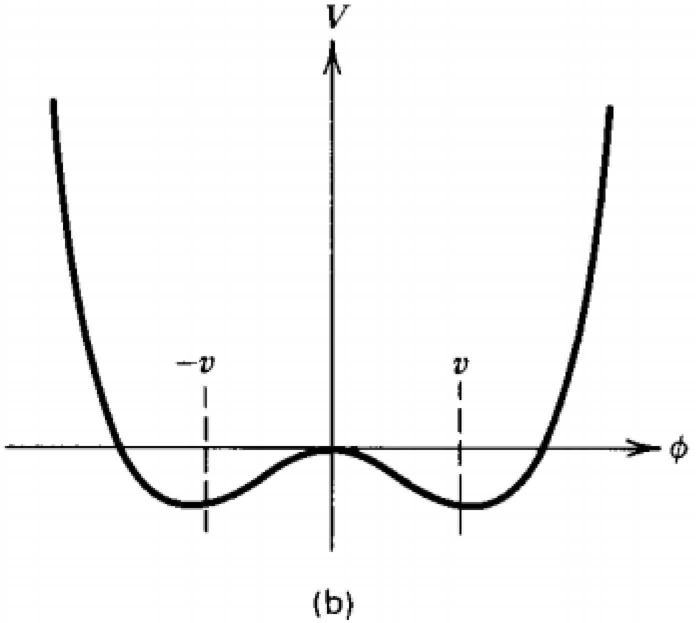
ϕ skaler alanı için Lagranjiyen aşağıdaki gibi olsun

$$\mathfrak{L} \equiv T - V = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \left(\tfrac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \tfrac{1}{4}\lambda\phi^4\right) \qquad V(\phi) = \tfrac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \tfrac{1}{4}\lambda\phi^4$$



a) $\mu^2 > 0$ ➔ tek minumum var

ϕ =0 taban durumu (vakum durumu)



b) $\mu^2 < 0$ ➔ iki minumum var

Vakum durumu sıfır değil.

Sistem bu minumumlardan bir tanesinde bulunmayı seçerse simetri kırılmış olur.

➔ Minumumlar şu şekilde bulunur:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) = 0 \qquad \phi = \pm v \quad \Rightarrow \quad \boxed{v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}}$$

- Yeni bir η alanı bu minumum değerleri kullanılarak (minumumdan civarındaki dalgalanmaları (sapmaları) anlatacak şekilde) şu şekilde tanımlanabilir:

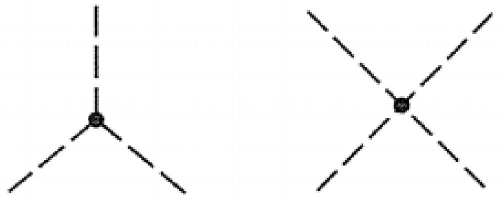
$$\phi(x) = v + \eta(x)$$

- η cinsinden Lagranjiyen yeniden yazılırsa;

$$\mathcal{L}' = \underbrace{\tfrac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2}_{\text{Kinetik terim}} - \underbrace{\lambda v^2 \eta^2}_{\text{Kütle terimi}} \underbrace{- \lambda v \eta^3 - \tfrac{1}{4}\lambda \eta^4}_{\text{Etkileşme terimleri}} + \text{Sabit bir terim}$$

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$$

Etkileşme terimleri ➔



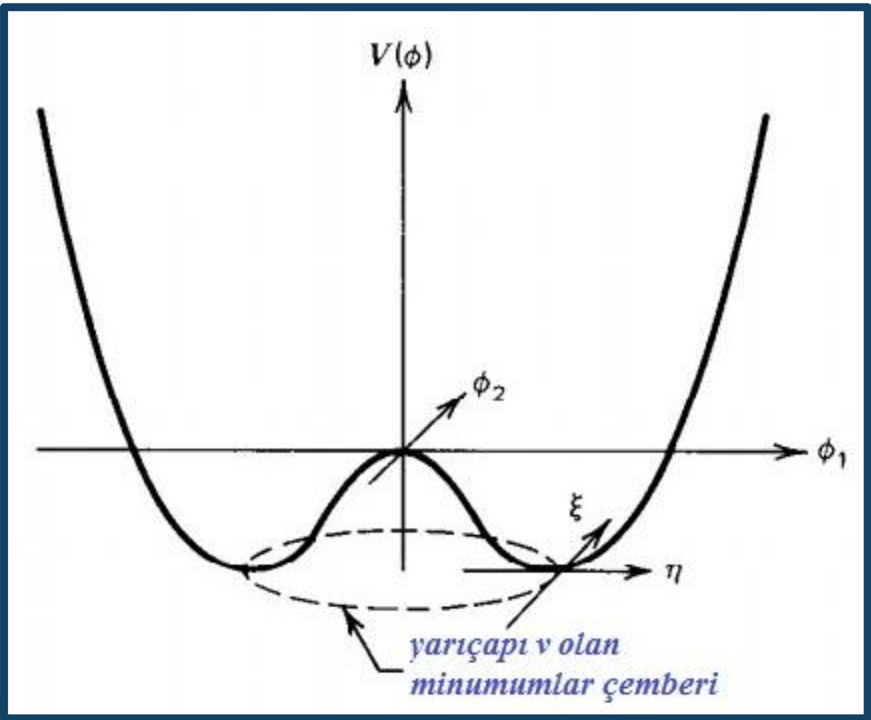
4. Global Bir Simetrinin Kendiliğinden Kırılması:

Ayar bozonları için kütle üretme amacımıza ulaşmak için önceki iki sayfada uyguladığımız prosedürü bir kompleks skaler alana uygulayalım. $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$

$$\boxed{\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2}$$

Bu lagranjiyen $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$ altında invaryant olsun. Bu, lagranjiyenin U(1) global ayar simetrisini sağladığı anlamına gelir.

$$\boxed{\mathcal{L} = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \tfrac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \tfrac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2}$$



$v^2 = -\dfrac{\mu^2}{\lambda}$ olmak üzere minumlar şu denklemi sağlar:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$$

$$\phi_1 = v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad , \quad \phi_2 = 0 \quad \textit{seçilip}$$

$$\eta \equiv \phi_1 - v \quad , \quad \xi \equiv \phi_2$$

Vakum durumundan dalgalanmalar tanımlanıp, kompleks skaler alan yazılırsa

$$\phi(x) = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\left[v + \eta(x) + i\xi(x)\right]$$

Yeni alanlar cinsinden Lagranjiyen;

$$\mathcal{L}' = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2\eta^2 + \textbf{Sabit terim} + \textbf{η ve ξ' ye göre üçüncü ve dördüncü mertebe terimler}$$

- ξ alanı olarak kütlesiz olarak açığa çıkmıştır. Bu kazara olan bir şey değildir. Global sürekli simetriler kendiliğinden kırılırken bir ya da daha fazla kütlesiz skaler bozon eşlik eder (**Goldstone Bozonları**).

➔ **ÇÖZÜM: Kendiliğinden simetri kırılmasını yerel ayar değişmezliğine uygulamak!**

5. Lokal Bir Simetrinin Kendiliğinden Kırılması:

- Son aşama, lokal bir simetrinin kendiliğinden kırılmasını incelemektir. En basit durum olarak U(1) ayar simetrisini ele alabiliriz. Öncelikle Lagranjiyenimizi U(1) lokal ayar dönüşümü altında invaryant yapmalıyız.

$$\phi \to e^{i\alpha(x)}\phi$$

- Türevler kovaryant türev ile yer değiştirmelidir.

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

- Ayar alanı ise şu şekilde dönüşür:

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$$

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

- Yeni alanlar cinsinden Lagranjiyen;

$$\mathcal{L}' = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2\lambda\eta^2 + \tfrac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu - evA_\mu\partial^\mu\xi - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \text{Etkileşme terimleri}$$

$$m_\xi = 0, \qquad m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}, \qquad m_A = ev$$

Elimizde kütleli η alanı, kütlesiz ξ alanı (Goldstone bozonu) ve kütleli A ayar alanı var.

- Hala kütlesiz Goldstone bozonları mevcut, bu durumdan kurtulmak için;

$$\phi = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,(v + \eta + i\xi) \simeq \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,(v + \eta)e^{i\xi/v}$$

Buradan yola çıkarak, farklı bir reel alan seti h, θ ve A kullanarak;

$$\phi \to \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,(v + h(x))e^{i\theta(x)/v}$$

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu\theta$$

$$\mathcal{L}'' = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2h^2 + \tfrac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2 - \lambda vh^3 - \tfrac{1}{4}\lambda h^4 + \tfrac{1}{2}e^2A_\mu^2h^2 + ve^2A_\mu^2h - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}.$$

- Bu durumda kütlesiz Goldstone bozonları ortadan kalkar, teori θ' dan bağımsız olur.
- Bu Lagranjiyen etkileşen iki tane kütleli parçacığı anlatır; biri kütleli skaler h, diğeri vektör ayar bozonu A_μ.

Kaynaklar:

1. Ho-Kim, Q. and Pham, X. 1998. Elementary Particles and Their Interactions, Springer-Verlag, Berlin.

2. Aitchison, I. Jr. and Hey J. G. 2003. Gauge Theories in Particle Physics Vol. 1, IOP Publishing, 406 p, UK.

3. "Introduction to Elementary Particles" , D. Griffiths, Wiley, 2nd revised edition, 2013.

4. "Quarks and Leptons-An Introductory Course on Modern Particle Physics" , F. Halzen and A. D. Martin, John Wiley & Sons, 1984.

5. «Meraklısına Parçacık ve Hızlandırıcı Fiziği», B. Akgün, G. Ünel, S. Erhan, S. Sekmen, U. Köse ve V. Yıldız.