:HÍ KHOA HỌC № 4 - 1990

Công Dũng

IG TỬ HÓA TỐI THIỂU ÌNH PHÁ VỠ ĐỐI XỨNG HÁT HIGGS

ình phá vở đối xứng tự phát Higgs đã có vai trò quan trọng để xây dựng các lý thuyết chuẩn hóa được [1]. Tuy nhiên việc lượng tử hóa chính tắc mô hình này và giải thích i các hạt boson Goldstone trong lý thuyết chuẩn đến nay vẫn còn là những vấn đề thời tạp [2, 3] cần được tiếp tục nghiên cứu. Trong bài báo này chúng tôi tiến hành nghiên g vấn đề trên trong khuôn khổ của phương pháp lượng tử hóa tối thiểu [4, 5] cho một đơn giản Abeli Higgs cùng với Lagrangian [6]

$$L(x) = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + (D_\mu\phi)^* D_\mu\phi - V(|\phi|^2) \tag{1}$$

$|\phi|^2)$ là một hàm số nào đấy có dạng đa thức của hàm trường ϕ (và không chứa đạo hàm Thế $V(|\phi|^2)$ và Lagrangian (1) là bất biến đối với nhóm biến đổi định xứ:

$$\begin{aligned} \hat{A}_\mu(x) &\longrightarrow \hat{A}^g_\mu(x) = g(\hat{A}_\mu + \partial_\mu)g^{-1}, \\ \phi(x) &\longrightarrow \phi^g(x) = g\phi(x), \quad g(x) = \exp\{i\lambda(\vec{x},t)\}. \end{aligned} \tag{2}$$

phương pháp đã được trình bày [7] chúng ta chọn các biến số bất biến chuẩn A^T, ϕ^T :

$$\begin{aligned} \hat{A}^T_i(x) &= V(\hat{A}_i + \partial_i)V^{-1}, \\ \phi^T = V\phi, \quad V(A) &= T\exp\Big[\int_0^t dt' \frac{1}{\vec{\partial}^2}\partial_i\partial_0 A_i\Big]; \end{aligned} \tag{3}$$

ín (3) trong trường hợp này là các biến ngang và không phụ thuộc vào $g(\vec{x},t)$. Biểu diễn ın (1) qua các biến ngang (3) ta được

$$L(x) = \frac{1}{2}F_{0i}^2(A^T) - \frac{1}{4}F_{ij}^2(A^T) + (D^T_\mu\phi^T)^* D^{\mu T}\phi^T - V(|\phi|^2) \tag{4}$$

$$F_{0i}(A^T) = \dot{A}^T_i - \partial_i A^T_0, \qquad A^T_0 = \frac{1}{\vec{\partial}^2}J^T_0 \tag{5}$$

g đó J^T_0 được xác định bằng công thức

$$J^T_0 = ie\big[\phi^{T*}D^T_0\phi^T - (D^T_0\phi^T)^*\phi^T\big]$$

ơr năng xung lượng Belinfante hệ các trường này có dạng

$$T_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}(A^T)F_{\mu\nu}(A^T) + (D_m u^T\phi^T)^* D^T_\nu\phi^T + D^T_\mu\phi^T(D^T_\nu\phi^T)^* - g_{\mu\nu}L. \tag{6}$$

Để mô tả sự phá vỡ đối xứng tự phát thuận tiện dùng hai trường vô hướng thực sau đ

$$\phi^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^T + i\phi_2^T), \quad \phi^{*T} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^T - i\phi_2^T).$$

Các xung lượng chính tắc tương ứng với ϕ_1^T, ϕ_2^T trong trường hợp này bằng

$$\pi_{\phi_1}^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(\dot\phi_1^T - eA_0^T\phi_2^T),$$
$$\pi_{\phi_2}^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(\dot\phi_2^T - eA_0^T\phi_1^T).$$

Lagrangian (4) được biểu diễn qua các trường thực vô hướng (7) có dạng

$$L(x) = \frac{1}{2}F_{0i}^2(A^T) - \frac{1}{4}F_{ij}^2(A^T) - (d_\mu^T\phi_a)^2 - V(\phi_a^{T^2}).$$

Trong đó $D_\mu^T\phi_a^T$ được xác định bằng các công thức dưới đây

$$D_\mu^T\phi_1^T = \partial_\mu\phi_1^T - eA_\mu^T\phi_2^T; \quad D_\mu^T\phi_2^T = \partial_\mu\phi_2^T + eA_\mu^T\phi_1^T,$$

$$A_\mu^T = \{A_0^T = -\frac{1}{\vec\partial^2}J_0^T, \quad A_1^T = \delta_{ij}^T A_j\},$$
$$J_0^T = e[\pi_{\phi_1}^T\phi_2 - \pi_{\phi_2}^T\phi_1].$$

Hamiltonian của hệ có dạng

$$H = T_{00} = \frac{1}{2}\big[(\dot A_i^T)^2 + \frac{1}{2}F_{ij}^2 + \pi_{\phi_1}^{T^2} + \pi_{\phi_2}^{T^2} + (\partial_1 A_0^T)^2 +$$
$$+ (\partial_1\phi_1^T - eA_0^T\phi_2^T)^2 + (\partial_1\phi_2^T + eA_1^T\phi_1^T)^2\big] + V(\phi_a^{T^2}).$$

Biểu thức tìm được để cho Hamiltonian của hệ trường H (12) đã chỉ ra rằng hàm số thể được đồng nhất hoàn toàn với năng lượng thế (nó được gọi là hàm thế hay thế của trư

Nếu chúng ta chọn thế V dưới dạng :

$$V = V(|\phi|^2) = \frac{\mu^2}{2}(\phi^*\phi) - \frac{f^2}{8}(\phi^*\phi)^2 = V(\phi_a^{T^2})$$

thì hệ cổ điển được mô tả bằng Lagrangian (1) cùng với dạng hiệu của thế (13) sẽ không có thái cân bằng bền $|\phi| = 0$, $A_\mu = 0$, vì những giá trị ϕ, A không tương ứng với cực tiểu lượng của hệ. Trạng thái bền của hệ trường tương ứng với việc hình thành trong toàn bộ k gian trường không đổi

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = 2\mu^2/f^2 \quad \text{và} \quad A_\mu = 0.$$

Phép chuyển sang lý thuyết lượng tử được thực hiện tương tự như trong trường hợp l tử hóa điện động lực học vô hướng [7], (đồng thời lưu ý việc thay các biến số phức ϕ^*, ϕ các biểu thức ϕ_r, $r = 1,2$). Các hệ thức giao hoán ở đây là:

$$i[E_i^T(\vec x,t), A_j^T(\vec y,t)] = \delta_{ij}^T\delta^3(\vec x - \vec y)$$
$$i[\pi_{\phi_r}^T(\vec x,t), \phi_r^T(\vec y,t)] = \delta^3(\vec x - \vec y)$$

Sự khác biệt với điện động lực học vô hướng chỉ ở chỗ giá trị trung bình của ϕ_r^T, r theo chân không không triệt tiêu

$$\langle 0|\phi_1^{T^2} + \phi_2^{T^2}|O\rangle = 2\mu^2/f^2. \tag{15}$$

rong trường hợp này trạng thái chân không tương ứng với giá trị cực tiểu của hệ trường bậc suy biến là vô tận. Vì vậy việc chọn một trong những trạng thái này là ngẫu nhiên và Ví dụ không mất tính tổng quát ta có thể đặt

$$(0|\phi_1^T|0) = \sqrt{2}\frac{\mu}{f} = \frac{M}{f}, \quad (0|\phi_2^T|0) = 0. \tag{16}$$

õ ràng là sau khi chọn trạng thái chân không (16) thì sự đối xứng của lý thuyết giữa các phần ϕ_1^T và ϕ_2^T bị tự phá vỡ.

ách mô tả lượng tử của hệ tương ứng với việc lượng tử hóa các dao động của nó quanh cân bằng. Vì vậy để mô tả đúng đắn ta phải định nghĩa lại các trường ϕ_r, $r = 1,2$ đối với hông mới (16) như sau:

$$\Phi_1 = \phi_1^T - \sqrt{2}\frac{\mu}{f}, \quad \Phi_2 = \phi_2^T \tag{17}$$

o cho

$$(0|\Phi_1|0) = (0|\Phi_2|0) = 0. \tag{18}$$

au khi chuyển đổi các biến số mới các trường (17) biểu thức để cho Hamiltonien (12) có dạng

$$\begin{aligned} H =& \frac{1}{2}E_i^{T^2} + \frac{1}{2}(\partial_i A_j^T)^2 + \frac{1}{2}M^2 A_i^T + \frac{1}{2}\pi_{\phi_1}^2 + \frac{1}{2}(\partial_i\Phi_1 - eA_i^T\phi_2)^2 + \\ &+ \frac{1}{2}\mu^2\phi_1^2 + \frac{1}{2}\pi_{\phi_2}^2 + \frac{1}{2}(\partial_i\Phi_2 + eA_i^T\phi_1)^2 + eMA_i^{T^2}\phi_1^2 + \\ &+ \frac{1}{4}f\mu\phi_1(\phi_1^2+\phi_2^2) - \frac{1}{2}A_0^T\partial_1^2 A_0^T + \frac{f^2}{32}(\phi_1^2+\phi_2^2)^2. \end{aligned} \tag{19}$$

đây ta bỏ số hạng không đổi μ^4/f^2, còn các xung lượng chính tắc E_1^T, π_{ϕ_1}, π_{ϕ_2} được xác ằng các công thức sau đây

$$\begin{aligned} E_1^T &= A_i^T, \\ \pi_{\phi_1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - eA_0^T\phi_2), \\ \pi_{\phi_2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2 + eA_0^T\phi_1) + \frac{1}{\sqrt{2}}MA_0^T. \end{aligned} \tag{20}$$

rong các công thức (19), (20) A_0^T không phải là các biến số độc lập, nó được biểu diễn qua ến số khác đặc trưng cho hệ trường

$$A_0^T = \frac{M\pi_{\phi_2}}{\vec{\partial}^2} - \frac{1}{\vec{\partial}^2}\tilde{J}_0^T, \quad \tilde{J}_0^T = e[\pi_{\phi_1}\phi_2 - \pi_{\phi_2}\phi_1].$$

ử dụng các biến số mới

$$E_3 = \sqrt{1 - \frac{M^2}{\vec{\partial}^2}}\,\pi_{\phi_2}^T, \quad A_3 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{M^2}{\vec{\partial}^2}}}\,\phi_2$$

ta viết lại Hamiltonien dưới dạng (19)

$$H = \frac{1}{2}E_1^{T^2} + \frac{1}{2}(\partial_i A_j^T)^2 + \frac{M^2}{2}A_i^{T^2} + \frac{1}{2}E_3^2 + \frac{1}{2}(\partial_i A_3)^2 + \frac{M^2}{2}A_3^2 + \frac{1}{2}\pi_{\phi_1}^{T^2} +$$
$$+ \frac{1}{2}\left[\partial_1\phi_1 - eA_1^T\sqrt{\frac{\vec{\partial}^2 - M^2}{\vec{\partial}^2}}\, A_3\right]^2 + \frac{\mu^2}{2}\phi_1^2 + e^2M^2A_1^{T^2}\phi_1 + \frac{1}{2}e^2A_1^{T^2}\phi_1^2 +$$
$$+ \frac{1}{4}f\mu\phi_1 x\left[\phi_1^2 + \left(\sqrt{\frac{\vec{\partial}^2 - M^2}{\vec{\partial}^2}}\, A_3\right)^2\right] + \frac{f^2}{32}\left[\phi_1^2 + \left(\sqrt{\frac{\vec{\partial}^2 - M^2}{\vec{\partial}^2}}\, A_3\right)^2\right]^2 +$$
$$+ \sqrt{\frac{\vec{\partial}^2}{\vec{\partial}^2 - M^2}}\, E_3 \frac{M}{\vec{\partial}^2} \tilde{J}_0^T - \frac{1}{2}\tilde{J}_0^T \frac{1}{\vec{\partial}^2}\tilde{J}_0^T,$$

$$\tilde{J}_0^T = e\left[\pi_{\phi_1}^T\left(\sqrt{\frac{\vec{\partial}^2 - M^2}{\vec{\partial}^2}}\, A_3\right) - \left(\sqrt{\frac{\vec{\partial}^2}{\vec{\partial}^2 - M^2}}\, E_3\right)\phi_1\right],$$

Sau khi xẩy ra sự phá vỡ đối xứng tự phát , Hamiltonien của hệ mô tả trường thực vô hư ϕ_1 cùng với khối lượng μ và trường véctơ khối lượng cùng với khối lượng $M = 2\sqrt{2}\mu/f$.

Tất cả các tương tác phi tuyến của những trường này $(\phi_1^3, \phi_1 A_1^{T^2}, \phi_1^2 A_1^{T^2})$ là chuẩn hóa.

Chúng ta thấy rằng do sự phá vỡ đối xứng tự phát đã xẩy ra sự phân bố lại các trường trong hai trường thực ϕ_2 tạo nên trường vô hướng phức đã được biến đổi thành thành phần của trường véctơ. Hạt tương ứng đã biến photon hai thành phần Maxwell thành hạt khối lu boson ba thà nh phần.

Trong hình thức luận này, các trạng thái của hạt véctơ cùng với độ xoắn ± 1 được mô tả b các trường A_i^T cùng với hàm Green tự do trong không gian xung lượng.

$$D_{ij}^T(q) = \frac{1}{q^2 - M^2}\left(\delta_{ij} - q_i \frac{1}{\vec{q}^2} q_j\right).$$

Các trạng thái của hạt véctơ cùng với độ xoắn không (thành phần dọc) được mô tả trường ϕ_2 (hay A_3) mà hàm Green là

$$D_3 = \frac{1}{q^2 - M^2}\left(1 + \frac{M^2}{\vec{q}^2}\right).$$

Cuối cùng là hạt vô hướng cùng với khối lượng M được mô tả bằng trường ϕ_1 có dạng Green như sau

$$D_3(q) = \frac{1}{q^2 - M^2}.$$

Nhìn vào các công thức để cho các hàm Green ta thấy được là bậc phân kỳ của các giả Feynman không tăng lên khi tăng bậc của lý thuyết nhiễu loạn.

Như vậy, khi có sự phá vỡ đối xứng định xứ tự phát trong mô hình này các hạt b Goldstane ở đây không xuất hiện, điều này thấy được từ các lập luận ở trên, hạt này đã thành thành phần dọc của hạt véctơ và ở đây trường chguẩn véctơ có khối lượng.

Về định lý Goldstone trong mô hình Higgs ở chuẩn Coulomb thì trong các tài liệu khoa [2] đã có quan niệm cho rằng nguyên nhân vi phạm định lý Goldstone là sự không có tính bất hiện Lorentz của lý thuyết trong chuẩn Coulomb.

Chúng ta đã chứng minh [7] là sơ đồ lượng tử hóa tối thiểu khi sử dụng các biến số v bất biến chuẩn không định xứ và các hệ thức giao hoán không định xứ là một sơ đồ lượng tử chính tắc hiệp biến.

ɔng phương pháp của chúng tôi dựa rên việc giải tường minh phương trình liên hệ và các ông định xứ ta thấy được rõ nguyên nhân vật lý của sự vi phạm định lýGoldstone. Nguyên ây lý này là tính không định xứ của các hệ thức giao hoán - Sự không định xứ đã vi phạm ều kiện của định lý Goldstone [8].

c giả chân thành cảm ơn Giáo sư Trần Hữu Phát, Giáo sư Đinh Văn Hoàng, Đoàn Nhật Nguyễn Xuân Hãn đã đóng góp nhiều ý kiến quý báu cho công trình này.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

ɔoft G. Nucl. Phys. 835, 167 (1971).

rnstein J. Rev. Mod. Phys. 155, 1554 (1967).

ɪeng T. P., Li T. P. Gauge Theory of Elementery Particle Physics, Clarendon Press - Oxford 984.

guyen Xuan Han, Pervushin V. Modern Physics Lettes A. 2, 367 (1987).

guyen Xuan Han, Pervushin V. Fortschritte der Physik 8, 614 (1989).

ggs P. Phys. Lett, 12, 132 (1964);
Phys. Rev. 145, 1156 (1966).

ɪam Cong Dung, Nguyen Xuan Han, Tạp chí Khoa học ĐHTH Hà Nội, N. 3, 4, (1990).

ıster D., Robinson D. W., Swieca A. Comm. math.2, 108 (1966).

Cong Dung

IAL QUANTIZATION OF THE TANEOUS SYMMETRY BREAKING MODEL HIGGS

ɪe spontaneous symmetry breaking model Higgs in framework of minimal quantization in studied. It n that the physical reason for violation of the Goldstone theorem is the nonlocality of commutation s which breaks one of the conditions of the Gokdstone theorem.

i môn VLLT - ĐHTH Hà Nội