...ƯỢNG TỬ HÓA TỐI THIỂU ĐIỆN ĐỘNG LỰC HỌC VÔ HƯỚNG

PHẠM CÔNG DŨNG, NGUYỄN XUÂN HÃN

...ộng lực học các hạt vô hướng (ĐĐLHVH) tích điện đóng một vai trò quan trọng khi ...ý thuyết thống nhất các tương tác điện từ và yếu [1; 2]. Khác với ĐĐLH Spinor, ... tương tác của ĐĐLHVH chứa đạo hàm của hàm trường theo thời gian, nên việc ...óa lý thuyết này từ lâu còn một số vấn đề chưa giải quyết được [3, 5] :
...ứng minh sự tương đương của phương trình chuyển động ở dạng Lagrange và dạng ...ho lý thuyết lượng tử.
...h phát biểu hoàn chỉnh của biểu diễn tương tác đối với phép lượng tử hóa toán tử.
... bài này, chúng tôi nghiên cứu những vấn đề trên trong khuôn khổ của sơ đồ lượng tử ...on dựa trên việc giải tường minh phương trình liên kết và sử dụng nguyên lý của lý ...ơng chuẩn để chọn Lagrangian, ten xơ năng xung lượng và các biến vật lý [6, 7].

1. XÂY DỰNG CÁC BIẾN VẬT LÝ BIẾN CHUẨN.

...agrangian của ĐĐLHVH

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + (D_\mu\phi)^* D^\mu\phi - m^2\phi^*\phi, \tag{1}$$

$$S = \int d^4x\mathcal{L}(\lambda), \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu = \partial_\mu \hat{A}_\mu.$$

...ương trình chuyển động tương ứng có dạng [8]

$$\begin{aligned} &(D_\mu^2 - m^2)\phi(x) = 0, \qquad (D^{*2} - m^2)\phi^*(x) = 0, \\ &\partial_\nu F_{\mu\nu} = J_\mu, \qquad J_\mu = ie[\phi^* D_\mu\phi - (D_\mu\phi)^*\phi]. \end{aligned} \tag{2}$$

...gian (1) và các phương trình (2) là bất biến chuẩn đối với phép biến đổi chuẩn

$$\hat{A}_\mu = g(\hat{A}_\mu + \partial_\mu)g^{-1}; \quad \phi^g = g\phi, \quad \phi^{*g} = \phi^* g^{-1}. \tag{3}$$

...g trình Gauss cổ điển

$$...A_0 + \partial_i\dot{A}_i - J_0 = 0, \quad \dot{A}_i = \frac{\partial A_i}{\partial t}, \quad \Delta = 2e^2|\phi|^2 - \partial_i^2, \quad J_0 = ie[\phi^*\dot{\phi} - \dot{\phi}\phi^*] \tag{4}$$

...ng như phương trình liên kết để biểu diễn A_0 qua A_i, ϕ

$... = A_0 - \frac{1}{\partial^2}\partial_i\dot{A}_i$ và chọn các biến động lực A_i^T, ϕ^T phụ thuộc không định xứ vào các ... đầu

$$A_i^T = v(A_i + \partial_i)v^{-1} = (\delta_{ij} - \partial_i\frac{1}{\partial^2}\partial_j)A_j = \delta_{ij}^T A_j, \quad \phi^T = v\phi, \tag{5}$$

...y là bất biến đối với phép biến đổi (3). Điều này có nghĩa là các biến (5) chỉ chứa các ...ật lý và không phụ thuộc vào các thành phần hoàn toàn chuẩn $g(\vec{x}, t)$, đòi hỏi bất biến ...g đương với điều kiện ngang và không phải là giả thiết ban đầu

$$\partial_i\dot{A}_i^T = 0, \qquad \partial_i A_i^T = 0. \tag{6}$$

Dùng các biến A^T, ϕ^T, ta có Lagrangian :

$$L(x) = \frac{1}{2}F_{0i}^2(A^T) - \frac{1}{4}F_{ij}^2(A^T) + (D_\mu^T\phi^T)^* D_\mu^T\phi^T - m^2|\phi^T|^2.$$

(7) chỉ phụ thuộc các biến số ngang bất biến chuẩn A_i^T, ϕ^T. Từ (7) suy ra phương t động và các lượng F_{0i}, A_0^T, J_0^T, J_i^T

$$A_i^T(x) = \delta_{ij}^T J_j^T, \quad (D_\mu^{T^2} - m^2)\phi^T(x) = 0, \quad (D_\mu^{*T^2} - m^2)\phi^{*T} = 0.$$

Sử dụng các quy tắc thông thường, ta tính được xung lượng liên hợp chính tắc

$$F_{0i}(A^T) = \frac{\partial L}{\partial \dot{A}_i^T}, \qquad \pi^T = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}^T}, \qquad \pi^{*T} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}^{T*}}.$$

Dựa vào tenxơ Belifante, $T_{\mu\nu} = F_{\mu\lambda}A_{\lambda\nu} + (D_\mu\phi)^* D_\nu\phi + D_\mu\phi(D_\nu\phi)^* - g_{\mu\nu}L$, ta xá H, P_k, M_{0k}, M_{ik}

2. LƯỢNG TỬ HÓA VÀ CÁC TÍNH CHẤT BIẾN ĐỔI CỦA TRƯỜNG

Như trong [6, 11, 12] việc viết Hamiltonian tương tác dưới dạng N - tích là thừa t Spinor và sẽ dẫn đến mâu thuẫn với tính bất biến chuẩn. Vì vậy trong ĐĐLHVH hành đối xứng hóa các toán tử không giao hoán với nhau theo "thứ tự Weyl". Chọ thức giao hoán

$$i\left[E_i^T(\vec{x},t), A_j^T(\vec{y},t)\right] = \delta_{ij}^T\delta^3(\vec{x}-\vec{y}),$$
$$i\left[\pi^T(\vec{x},t), \phi^T(\vec{y},t)\right] = \delta^3(\vec{x}-\vec{y}),$$
$$i\left[\pi^{*T}(\vec{x},t), \phi^{*T}(\vec{y},t)\right] = \delta^3(\vec{x}-\vec{y}).$$

Thế vô hướng A_0^T được xác định qua ϕ^T, A_i^T dựa vào (8) và thỏa mãn

$$\left[A_0^T(\vec{x},t), \phi^T(\vec{y},t)\right] = -\frac{e}{4\pi|\vec{x}-\vec{y}|}\phi^T(\vec{y},t).$$

Các hệ thức giao hoán còn lại bằng không.

Dùng các hệ thức (10), (11), chứng minh được rằng H, P_k, M_{ik}, M_{0k} thỏa mã toán tử của nhóm đầy đủ Poincaré trong sector vật lý của các trường chuẩn. Trong lý các hệ thức Heisenberg và tiêu chuẩn bất biến Lorentz của Schwinger được thỏa mãn. phép quay Lorentz vô cùng bé, các toán tử A_i^T, ϕ_i^T nhận thêm những lượng bổ sung c

$$\Lambda(x) = -\frac{\varepsilon_k}{\vec{\partial}^2}\left[\dot{A}_k^T + \partial_k A_0^T\right], \quad A_0^T = -\frac{1}{\vec{\partial}^2}J_0^T, \quad J_0^T = ie\left[\phi^{*T}\pi^T - \pi^{*T}\phi^T\right].$$

Các lượng này biến A_i^T thành trường ngang trong hệ tọa độ mới.

Hamiltonian được rút ra từ tenxơ năng xung lượng Belifante và các hệ thức gia 11] cho ta phương trình đúng đắn ở dạng Hamilton:

$$\dot{\phi}^T(x) = i[H, \phi^T(x)] = \pi^{*T}(x) - ieA_0^T\phi^T(x),$$
$$\dot{\pi}^T(x) = i[H, \pi^T(x)] = D^{T^2}\phi^T(x) - m^2\phi^T(x) - ieA_0^T(x)\pi^{*T}(x).$$

Sau khi loại bỏ $\pi^{*T}(x)$, ta thu được phương trình chuyển động trùng với các phư dạng Lagrange (8)

Dựa trên lời giải tường minh của phương trình liên kết và việc chọn các biến chuẩn là một phương pháp lượng tử hóa hoàn chỉnh.

3. BIỂU DIỄN TƯƠNG TÁC

trên việc loại bỏ các biến số vật lý bằng cách giải tường minh phương trình Gauss, ta tích Wick và T - tích Dyson là trùng nhau. Tính bất biến chuẩn và tính unita của S - rên được tự động thỏa mãn. Chọn

$$= T\exp\left\{ i \int d^4x \left[J_i^{T_{int}}(x) A_i^{T_{int}}(x) - e^2 A_i^{T_{int}}(x) |\phi^{T_{int}}(x)| + \frac{1}{2} J_0^{T_{int}}(x) \frac{1}{\vec{\partial}^2} J_0^{T_{int}}(x) \right] \right\}, \tag{14}$$

các phương trình chuyển động trong biểu diễn tương tác :

$$A_i^{T_{int}}(x) \doteq 0, \quad (\partial_\mu^2 + m^2)\phi^{T_{int}} = 0, \quad (\partial_\mu^2 + m^2)\phi^{*T_{int}}(x) = 0. \tag{15}$$

g trình đối với véc tơ trạng thái Heisenberg thành :

$$= \int d^3x \left[J_i^{T_{int}}(x) A_i^{T_{int}}(x) - e^2 A_i^{T_{int}}(x) |\varphi^{T_{int}}(x)| + \frac{1}{2} J_0^{T_{int}}(x) + \frac{1}{\vec{\partial}^2} J_0^{T_{int}}(x) \right] \psi^{int}(t), \tag{16}$$

bất biến chuẩn của S - ma trận (16) không đòi hỏi phải định nghĩa lại T - tích.

ác giả chân thành cảm ơn G. S. Trần Hữu Phát, G. S. Đinh Văn Hoàng, Đoàn Nhật oàng Ngọc Long ... về sự thảo luận và đóng góp nhiều ý kiến quý báu.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Glashow. Nucl. Phys. **22**, 579 (1961)

inberg. Phys. Rev. Lett **19**, 1264 (1967)

lam. Elementary Particles Theory, Stockholm, Ed N. Swartholm, Almquest and Weacsell, 367 (1968).

entzel. Quantum Theory of Fiels, New York. Interscience Publishers Inc, (1969).

Bjorken, S. D. Drell. Relativistic Quantum Fields, New York McGraw - Hill, 1964-1965.

ykson, J. B. Zuber. Quantum Fields Theory. McGraw - Hill, 1978.

en Xuan Han, V. Pervushin. Modern Phys. Lett. A, **2**, 367 (1987)

en Xuan Han, V. Pervushin. Fortshritle der Physik No 8, 614 (1989)

Brown. Phys. Rev. **150**, 1333 (1966)

Zumino. Math. Phys. **1**, 1 (1960)

Polibarinov. Preprint Pz. 2421 Doubna (1965).

Khrivlovitch. ЯФ **10**, 409 (1969).

weber. Introdution to Relativistic Quantum Field. Theory (1963)

g Dung, Nguyen Xuan Han – MINIMAL QUANTIZATION OF SCALAR ELECTRODYMAMICS

are two well-known problems in quantization of scalar electrodynamics ivation of the self - consistent equations of motion for quantum theory; sistent formulation of the interaction representation for the operator quantization. work, we propose the solution to these problems in the frame of a minimal quantization method e explicit solution of constraint equation.

ôn VLLT- ĐHTH Hà nội *Nhận ngày 20.3.1990*