Le Van Vu, Ta Dinh Canh, Nguyen An,
Dam Trung Don, Pham Nguyen Hai

IFRA-RED RADIATIVE SENSOR USING THE Bi-Te THERMOELECTRIC THIN FILM

An infra-red radiative sensor using the Bi-Te thermoelectric thin film has been successfully man tured. The sensor has been tested for receving the infra-red radiation from dark object im the temper range of 100 - 1000oC.

The thermoelectromotive coefficient of Bi-Te thin film was determined and compared with r obtained in the mass specimen case.

Khoa Vật lý - ĐHTH Hà Nội

TẠP CHÍ KHOA HỌC No 5 - 1991

Phạm Công Dũng

CƠ CHẾ TÔPÔ CỦA SỰ CẦM TÙ TRONG MÔ HÌNH SCHWINGER

Gần đây trong các tài liệu dẫn có sự nghi ngờ về cơ chế tăng thế năng của sự cầm 2] vì thế thế năng tăng tuyến tính nói một cách chặt chẽ đảm bảo sự cầm tù của các qua trong khuôn khổ của phương trình phi tương đối tính Schrodinger [3-5]. Sự tương đối tín phương trình này trong khuôn khổ của lý thuyết trường lượng tử [3], hay thậm chí cho pl trình Dirac [4] đã dẫn đến việc hủy bỏ sự cầm tù, nếu thế gluon là thế vectơ. Có một số trình chứng minh rằng hàm Green của quark có cực khi thế năng tương tác giữa các qu tăng tuyến tính [5-7]. Như vậy cơ chế thế năng tăng không thể là cơ sở chặt chẽ để giải thí cầm tù vì nó không thể cấm được sự tồn tại các hạt mầu trong phổ của những kích thước c (nhận được nhờ hàm Green).

Trong bài báo này chúng tôi muốn đưa ra một cơ chế mới của sự cầm tù các hạt mầ thể là cơ chế tôpô của sự cầm tù và coi nó như hệ quả của phương pháp lượng tử hóa chí cùng với việc giải tường min các phương trình liên kết đồng thời xây dựng các biến vật l biến chuẩn [8, 9] (Gọi tắt là phương pháp lượng tử hóa "tối thiểu" vì trong lý thuyết lượng chỉ có một số lượng tối thiểu các biến vật lý). Ở đây để đơn giản ta xét mô hình điện độ học hai chiều - mô hình Schwinger [10].

Sơ đồ trình bày bài báo như sau: trong mục 1 ta xét phép bozon hóa các fecmion vì nó l phương pháp hiệu nghiệm để mô tả các mô hình lý thuyết trường hai chiều cùng với các fec trong mục 2 ta chọn các biến vật lý bất biến chuẩn nhờ việc giải tường minh phương trìn kết cho mô hình Schwinger, trong mục 3 ta xét sự suy biến tôpô chân không của trường (trong mục 4 ta xét sự cơ chế tôpô của sự cầm tù. Phần kết luận thảo luận các kết quả nhận

1. PHÉP BOZON HÓA CÁC FECMION TỰ DO

Các kết quả chính xác của tất cả mô hình Schwinger có thể thu được nhờ phép biến đổi chiral đối với trường fecmion hay phương pháp bozon hóa [11, 12]. Tuy nhiên khi xem xét các tính chất bozon của lý thuyết tương đương người ta đã không phân biệt các hiệu ứng bozon với các hiệu ứng động lực học. Để minh họa điều này ta tóm tắt việc bozon hóa các fecmion tự do trong không gian hai chiều. Ở đây Lagrangian có dạng

$$\mathcal{L}(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\partial^\mu\psi(x). \tag{1}$$

Trong lý thuyết trường lượng tử cùng với Lagrangian (1) có xuất hiện số hạng dị thường trong giao hoán tử của các thành phần dòng:

$$\begin{aligned} \left[j_{50}(x), j_{51}(x)\right] &= \frac{1}{\pi}\partial_y\delta(x-y), \\ j_{5\mu}(x) &= \bar{\psi}(x)\gamma_5\gamma_\mu\psi(x). \end{aligned} \tag{2}$$

Như ta đã biết, nguyên nhân vật lý để xuất hiện sự dị thường này là do việc lấp đầy tất cả trạng thái năng lượng âm - biển Dirac [14, 15].

Bằng việc thay thế:

$$j_{5\mu}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\partial_\mu\varphi(x), \tag{3}$$

đã biến đổi hệ thức (2) thành giao hoán tử của các toán tử trường vô hướng $\varphi(x)$. Khi đó định luật bảo toàn dòng trục sẽ có dạng phương trình D'Alembert:

$$\partial_\mu j_{5\mu} = 0 \Longrightarrow \partial_\mu^2\varphi(x) = \Box\,\varphi(x) = 0. \tag{4}$$

Như vậy lý thuyết (1) tương đương với lý thuyết trường vô hướng không khối lượng $\mathcal{L}_0 = (\partial_\mu\varphi)^2$. Ở đây chỉ có hạt vô hướng trong phổ và fermion không xuất hiện. Sự kiện tương tự trong mô hình Schwinger đã được các tác giả bài báo [11, 12] giải thích như sự biểu thị sự cầm tù quark. Theo các bài báo này chúng ta phải kết luận rằng các fecmion tự do cũng bị cầm tù. Kết luận như vậy là sai, chính vì thế ta cần cách mô tả đúng đắn các fecmion trong lý thuyết bozon tương đương. Nói một cách khác chúng ta cần tìm sự phụ thuộc của các spinơ $\psi(x)$ vào trường $\varphi(x)$.

Thành phần dòng trục $j_{50}(x)$ tỷ lệ với xung lượng chính tắc liên hợp đối với trường $\varphi(x)$:

$$j_{50}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\partial_0\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\pi(x). \tag{5}$$

Như vậy theo hệ thức dưới đây:

$$\left[j_{50}(x), f(\varphi(y))\right] = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left[\pi(x), f(\varphi(y))\right] = \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\frac{\delta}{\delta\varphi(x)}f(\varphi(y)), \tag{6}$$

có phương trình

$$\left[j_{50}(x), \psi(\varphi(y))\right] = \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\frac{\delta}{\delta\varphi(x)}\psi(\varphi(y)) = \delta(x-y)\gamma_5\psi(\varphi(y)). \tag{7}$$

Các nghiệm của nó có dạng:

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \exp\left[i\sqrt{\pi}\gamma_5\varphi(x)\right]\chi(x), \\ \psi^+(x) &= \exp\left[-i\sqrt{\pi}\gamma_5\varphi(x)\right]\chi^+(x). \end{aligned} \tag{8}$$

Ở đây $\chi(x)$ là hàm số không phụ thuộc vào trường $\varphi(x)$.

Để xác định $\chi(x)$ ta đòi hỏi hàm Green hai điểm của fecmion tự do phải được tái tạo lại:

$$\langle\psi(x)\overline{\psi}(y)\rangle_0 = e^{i\pi\Delta_0(x-y)}\langle\chi(x),\chi(y)\rangle_0, \tag{9}$$

(Ở đây $\Delta_0(x-y)$ là hàm Green của trường vô hướng không khối lượng tự do). Điều này có thể đạt được nếu đặt:

$$\chi(x) = \exp\left[i\sqrt{\pi}\gamma_5\Sigma(x)\right]\chi_0(x), \tag{10}$$

trong đó $\Sigma(x)$ là trường vô hướng không khối lượng tự do được lượng tử hóa cùng với metric indefinit [17] và $\chi_0(x)$ là trường fecmion tự do. Như vậy hàm Green của fecmion có thể nhận được nhờ phiếm hàm sinh cùng với tác dụng:

$$\begin{aligned} S_B &= \int d^2x\mathcal{L}_B(x),\\ \mathcal{L}_B(x) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu\Sigma)^2 + J_1\varphi + J_2\Sigma+\\ &+ \overline{\eta}\exp\left[i\sqrt{\pi}\gamma_5(\varphi+\Sigma)\right] + \overline{\chi}_0\exp\left[-i\sqrt{\pi}\gamma_5(\varphi+\Sigma)\right]\eta, \end{aligned} \tag{11}$$

trong đó J_1, J_2 là các nguồn ngoài bozon, η, $\overline{\eta}$ là các nguồn ngoài fecmion.

2. CÁC BIẾN VẬT LÝ BẤT BIẾN CHUẨN VÀ SỰ SUY BIẾN TÔPÔ CỦA CHÂN KHÔNG TRONG MÔ HÌNH SCHWINGER

Mô hình Schwinger [13] là điện động lực học hai chiều của các fecmion không khối lượng tác dụng với trường chuẩn. Lagrangian của nó có dạng

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + \overline{\psi}(i\hat{\partial} - e\hat{A})\psi,\\ S &= \int d^2\mathcal{L}(x), \end{aligned} \tag{12}$$

Ở đây $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A\nu - \partial_\nu A_\mu$; $\mu,\nu = 0,1$, A_μ là trường chuẩn, còn $\overline{\psi} = \psi^+\gamma_0$, ψ là các spinơ hai thành phần.

Lagrangian (12) bất biến đối với phép biến đổi:

$$\begin{aligned} A_\mu^g(x) &= g\big(A_\mu + \frac{i}{e}\partial_\mu\big)g-1,\\ \psi^g(x) &= g\psi, \quad g = \exp\{i\lambda(x)\}. \end{aligned} \tag{13}$$

Khi xây dựng lý thuyết Hamilton ta cần phải tách các biến vật lý thực sự một cách tường min. Lagrangian (12) là suy biến vì nó không chứa đạo hàm theo thời gian của trường A_0 nên xung lượng liên hợp chính tắc với nó bằng không. Chính vì vậy A_0 không phải là biến vật lý thực sự. Biến phân của tác dụng theo A_0 sẽ cho ta phương trình sau:

$$\begin{aligned} &\frac{\delta S}{\delta A_0(x)} = 0 \Longrightarrow \partial_1^2 A_0 = \partial_1\partial_0 A_1 - ej_0,\\ &\big(ej_\mu(x) = e\overline{\psi}\gamma_\mu\psi, \quad ej_0 = e\overline{\psi}\gamma_0\psi\big). \end{aligned} \tag{14}$$

Phương trình (14) là phương trình liên kết và được sử dụng để biểu diễn A_0 qua các biến thiên vật lý A_1 và J_0. Nghiệm hình thức của phương trình có thể viết dưới dạng:

$$A_0 = \frac{1}{\partial_1^2}(\partial_1\partial_2 A_1 - ej_0). \tag{15}$$

Thay (15) vào Lagrangian (12) chúng ta thu được kết quả

$$\mathcal{L}(x) = i\bar{\psi}^I\gamma_\mu\partial^\mu\psi^I - \frac{e^2}{2}\left(j_0^I\frac{1}{\partial_1^2}j_0^I\right), \tag{16}$$

trong đó

$$\begin{aligned} A_1[A] &= v(A)\left(A_1 + \frac{i}{e}\partial_1\right)v(A)^{-1} = \left(1 - \partial_1\frac{1}{\partial_1^2}\partial_1\right)A_1 \equiv 0, \\ \psi^I[A,\psi] &= v(A)\psi, \\ v(A) &= \exp\left\{-ie\int^t dt'\frac{1}{\partial_1^2}\partial_1\partial_0 A_1\right\} = \exp\{-ie\partial_1^{-1}A_1\}. \end{aligned} \tag{17}$$

Lưu ý $\int^t dt' f(t') = F(t)$ được hiểu với nghĩa tích phân không xác định $\frac{dF(t)}{dt} = f(t)$ và nhân tử chuẩn $v(A)$ được biến đổi (điều này suy ra từ phương trình liên kết (14)) như sau:

$$v^g[A] = v[A^g] = v(A)g^{-1}. \tag{18}$$

Dựa vào tính chất (18) ta dễ dàng chứng minh các biến vật lý $A^I[A]$ và $\psi^I[A,\psi]$ là bất biến đối với phép biến đổi chuẩn của các trường ban đầu (13):

$$A_1^I[A^g] = A_1^I[A], \quad \psi^I[A^g,\psi^g] = \psi^I[A,\psi]. \tag{19}$$

Các biến vật lý bất biến chuẩn A_1^I thỏa mãn điều kiện

$$\partial_1 A_1^I = 0, \quad \partial_1\partial_0 A_1^I = 0 \Longrightarrow A_1^I \equiv 0. \tag{20}$$

Điều kiện chuẩn (20) ở đây là hệ quả chứ không phải là giả thiết ban đầu, có nghĩa là giải tường minh phương trình liên kết (14) cho phép loại bỏ hai bậc tự do không vật lý A_0 và A_1 và biểu diễn lý thuyết qua biến vật lý bất biến chuẩn. Như vậy phép thay thế nghiệm tường minh của phương trình liên kết vào Lagrangian (12) có thể cố định chuẩn một cách động lực học. Lagrangian (16) về mặt hình thức trùng với Lagrangian trong chuẩn Coulomb. Tuy nhiên ở đây có sự khác nhau cơ bản là các biến ψ^I là các biến không định xứ, chính sự không định xứ này đã được chứng minh [8, 9] sẽ đưa đến các phép biến đổi tương đối tính của các trường cổ điển và lượng tử chập nhau ở mức độ toán tử chứ không phải ở mức độ trung bình theo trạng thái.

Sử dụng kỹ thuật bozon hóa đã được trình bày ở mục trên, chúng ta tìm được biểu thức của tác dụng bozon tương đương với (16):

$$\begin{aligned} S_{tot}[\eta,\bar{\eta},J] = \int \Big[&\frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu\Sigma)^2 - \frac{m^2}{2}\varphi^2 + i\bar{\chi}_0\gamma_\mu\partial^\mu\chi_0 + \\ &+ J_1\varphi + J_2\Sigma + \bar{\eta}\exp[i\sqrt{\pi}\gamma_5(\varphi+\Sigma)]\chi_0 + \bar{\chi}_0\exp[-i\sqrt{\pi}\gamma_5(\varphi+\Sigma)]\eta. \end{aligned} \tag{21}$$

Tác dụng (21) xác định phiếm hàm sinh cho các hàm Green trong mô hình Schwinger. Đối với hàm Green fecmion hai điểm, ta tìm được

$$\begin{aligned} G(x,y) &= \left.\frac{\delta^2 Z[\bar{\eta},\eta,J]}{\delta\bar{\eta}(x)\delta\eta(y)}\right|_{\bar{\eta}=\eta=0} = \\ &= \exp\{-i\pi[\Delta_m(x-y) - \Delta_0(x-y)]\}G_0(x-y). \end{aligned} \tag{22}$$

ở đây Δ_m, Δ_0 và G_0 là các hàm Green của các trường vô hướng tự do với khối lượng $m = \frac{e}{\sqrt{\pi}}$, $m = 0$ và hàm Green của trường fecmion tự do. Tính hàm Green của fecmion trong mô hình này trong không gian xung lượng ta nhận được các biểu thức tiệm cận sau đây [16]:

$$G(p) \underset{p^2\to\infty}{\sim} \frac{\hat{p}}{p^2}, \qquad G(p) \underset{p^2\to 0}{\sim} \frac{\hat{p}\sqrt{m}}{(p^2+i\Sigma)^{5/4}}. \tag{23}$$

Từ đây suy ra được xác suất tìm thấy hạt cùng với các số lượng tử của quark $|\psi|^2 = \lim\limits_{p\to 0}\hat{p}G(p) \neq 0$ mặc dù thế năng tương tác giữa các quark là tăng tuyến tính. Như vậy tiêu chuẩn Wilson (sự tồn tại thế năng tăng tuyến tính) không thể dẫn đến sự cầm tù của quark. Kết luận này đã được các tác giả [17] chứng minh, ở đây ta chỉ minh họa lại trong mô hình Schwinger.

3. SỰ SUY BIẾN TÔPÔ CỦA CHÂN KHÔNG CÁC TRƯỜNG CHUẨN VÀ CỦA CÁC BIẾN VẬT LÝ BẤT BIẾN CHUẨN TRONG THỂ TÍCH HỮU HẠN CỦA KHÔNG THỜI GIAN

Điểm chủ yếu của phương pháp lượng tử hóa tối thiểu là việc xây dựng các biến vật lý bất biến chuẩn bằng việc giải tường minh phương trình liên kết. Các biến vật lý này xác định đến độ chính xác tới nghiệm của phương trình thuần nhất $\partial_1^2 A_0 = 0$. Các nghiệm này diễn tả động lực học của trường chuẩn cùng với năng lượng bằng không trong vùng hồng ngoại. Nếu gộp chúng vào nghiệm tường minh (15) thì chúng sẽ thay đổi nhân tử chuẩn v và các biến vật lý

$$\begin{aligned} &v \longrightarrow uv, \quad A_1^I \to u(A_1 + \frac{1}{e}\partial_1)u^{-1}, \\ &\psi^I \longrightarrow u\psi^I, \quad u(x) = \exp\{i\chi(x)\}. \end{aligned} \tag{24}$$

Phương trình của hàm $\chi(x)$ thu được bằng cách thay A_1^I vào điều kiện (20).

$$\partial_1^2\chi(x) = 0, \qquad \partial_1^2\partial_0\chi(x) = 0. \tag{25}$$

Trong thể tích hữu hạn của không thời gian phương trình (25) có nghiệm không tầm thường ở lớp các phép biến đổi chuẩn nhẵn $u = \exp\{i\chi(x)\}$. Những phép biến đổi này được đặc trưng bằng số nguyên ánh xạ của biên không thời gian vào nhóm $u(1)$.

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{e}{4\pi}\int\limits_{-T/2}^{T/2} dx_0 \int\limits_{-R/2}^{R/2} d\chi_1 \Sigma_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = n_+ - n_-, \\ n_\pm &= \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-R/2}^{R/2} d\chi_1\partial_1\chi_\pm \ \left(x_1, x_0 = \pm\frac{T}{2} = \pm(0, 1, \ldots)\right). \end{aligned} \tag{26}$$

(số ν được gọi là chỉ số Pontryagin [18]). Nghiệm của phương trình (25) cùng với điều kiện biên (26) sẽ có dạng:

$$\chi(x) = 2\pi N(\chi_0)\frac{\chi_1}{R}. \tag{27}$$

Ở đây $N(\chi_0)$ nhận các số $n_\pm$ như những giá trị ban đầu:

$$N\left(\chi_0 = \pm\frac{T}{2}\right) = n_\pm. \tag{28}$$

Trường chuẩn $A_1^I(x) = \frac{1}{e}\partial_1\chi(x)$ sẽ nội suy giữa các trường chuẩn hoàn toàn ở các cận của khoảng thời gian

$$A^{I}_{I(\pm)} = \frac{1}{e}\partial_1\chi_{\pm)} \tag{29}$$

ià ta gọi chúng là chân không cổ điển [19].

Sự tồn tại các nghiệm chẵn của phương trình (25) biểu thị sự suy biến chân không của trường iuẩn trong m. hình Schwinger và sự suy biến của các biến vật lý bất biến chuẩn $\psi^{phys} = u_{(n)}\psi^{I}$ ong thể tích hữu hạn của không gian.

4. CƠ CHẾ TÔPÔ CỦA SỰ CẦM TÙ

Các nhân tử pha suy biến là không kỳ dị, nên lý thuyết sẽ không phụ thuộc vào các nhân tử ıa này do tính bất biến chuẩn. Vì vậy sự lượng tử hóa và cách phát biểu lý thuyết nhiễu loạn ıa các biến "trần" ψ^{I} và ψ^{phys} không khác nhau. Sự khác nhau ở chỗ xác định các trạng thái, à chúng được "mặc áo" bằng các nhân tử pha và chúng suy biến. Nếu ta ký hiệu $Z_{R,T}(\eta,\bar{\eta},J)$ phiếm hàm Faddeev - Popov thì lý thuyết cùng với sự suy biến được mô tả bằng phiếm hàm

$$Z_{R,T}\left[(u_n\eta),(\eta u_n^{-1}),u_nJu_n^{-1}\right]. \tag{30}$$

Do các đại lượng vật lý tính được trong lý thuyết trường lượng tử - tiết diện, xác suất phân v.v... được chuẩn hóa trong không thời gian hữu hạn, phép chuyển giới hạn đến không gian vô ın được thực hiện sau khi hủy bỏ sự suy biến, có nghĩa là lấy trung bình phiếm hàm sinh Green eo các tham số suy biến:

$$Z_{conf}[\eta,\bar{\eta},J] = \lim_{R,T\to\infty}\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{n=-N/2}^{N/2} Z_{R,T}\left[(u_n\eta),\bar{\eta}u_n^{-1},u_nJu_n^{-1}\right]. \tag{31}$$

Chúng ta tính hàm Green của fecmion:

$$\begin{aligned} G(p) = &\lim_{R,T\to\infty}\int d^2x d^2y \exp[ip(x-y)]\,u^{n}(x)u^{-n}(y)\times \\ &\times\exp[-i\pi[\Delta_m(x-y)-\Delta_0(x-y)]]G_0(x-y) = \\ = &\lim_{R,T\to\infty}\int d^2x d^2y e^{ip(x-y)-i\pi[\Delta_m-\Delta_0]}G_0(x-y)\delta_{x_1 y_1} = 0. \end{aligned} \tag{32}$$

Hàm Green $G(p)$ ở đây bị triệt tiêu do sự giao thoa của các nhân tử chuẩn Un. Vì vậy đẳng ức (32) biểu thị sự tồn tại sự cầm tù trong mô hình Schwinger.

Sự cầm tù tương tự cũng đã được t'Hooft đưa ra khi xem xét mô hình sắc động học lượng hai chiều [20].

Như vậy giả thiết về sự suy biến tôpô của chân không trường chuẩn có thể xem như lý do a sự cầm tù trong mô hình điện động lực học hai chiều Schwinger.

Tác giả cảm ơn GS Đào Vọng Đức và các thành viên của Hội nghị Vật lý lý thuyết tại Đồ ın 1989 đã cho nhiều ý kiến quí báu và bổ ích cho công trình này.

KẾT LUẬN

Khi áp dụng phương pháp lượng tử hóa chính tắc cùng với việc giải tường minh phương nh liên kết cho mô hình Schwinger trong thể tích hữu hạn của không thời gian xuất hiện sự suy ín tôpô của chân không. Sự suy biến chân không này có thể coi như nguyên nhân vật lý của sự ông quan sát thấy các hạt mầu tự do.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Wilson K. G. Phys. Rev. D10, 1445 (1975).
2. Baulder M. Phys. Rev. D75, 205 (1981).
3. Fishbaue P. et al. Phys. Rev. D27, 2433 (1983).
4. Khelashvili A. A. Teor. Math. Fiz. 51, 201 (1982).
5. Ai H. B. Hsu J. P. Foundations of Physics 15, 155 (1985).
6. Arbuzov B. A. Phys. Lett., 125B, 497 (1983); TM 52, 187 (1982).
7. Harada K. Pr. Theor. Phys, 68, 1324 (1982).
8. Nguyen Suan Han, Pervushin V. N. Modern Phys. Lett. A. 2, 367 (1987).
9. Nguyen Suan Han, Pervushin V. N. Fortschr. Physik No 8, 37 (1989) p.614.
10. Schwinger J. Phys. Rev. 128, 2425 (1962).
11. Kogut J., Susskind L. Phys. Rev. D11, 3594, (1975).
12. Coleman S., Jackiw. R. Susskind 2. Ann. Phys., N.Y., 93, 267 (1975).
13. Schwinger J. Phys. Rev. _28, 2425 (1962).
14. Mattis D. C. Lieb E. H. Journ. Math. Phys. 6, 304, (1965).
15. Kiskis J. Phys. Rev. D31, 2006 (1985).
16. Nekrasov M. Rochev. V. Proc. of the 6th seminar on the Problems of High Energy Phys. ai QFT, Protvino V. 1, 235 (1982).
17. Arbuzov B. A. Phys. Lett. 59B, 85, (1975).
19. Jackiw R. Lecture Notes, Les Houches, France 1983.
20. t'Hooft G. Nucl. Phys. B72, 461, (1974).

Pham Cong Dung

TOPOLOGICAL MECHANISM OF CONFINEMENT
IN THE SCHWINGER MODEL

When using the canonical quantization method with the explicit solution of the constraint equati to the Schwinger model in finite - volume space - time there appears topological degeneration of vacuu This degeneration of vacuum can be considered as the physical reason for the nonobservability of f colored particles.

Khoa Vật lý - ĐHTH Hà Nội