

NGHIÊN CỨU CẤU TRÚC PHA CỦA CHẤT HẠT NHÂN ĐỐI XỨNG TIỆM CẬN

Nhận bài:

16 – 01 – 2015

Chấp nhận đăng:

25 – 03 – 2015

<http://jshe.ued.udn.vn/>

Lương Thị Thêu

Tóm tắt: Vật chất tương tác mạnh và đậm đặc đã được các nhà vật lý hạt nhân quan tâm nghiên cứu từ lâu. Chuyển pha của các hạt nhân đã được khảo sát trong nhiều bài báo lý thuyết. Các công trình nghiên cứu dựa trên các mô hình hiện tượng luận được thiết lập trực tiếp từ các bậc tự do nucleon. Các mô hình hạt nhân phi tương đối tính sử dụng các dạng khác nhau của thế năng tương tác nucleon-nucleon đã thu được nhiều thành công trong nghiên cứu chất hạt nhân ở mật độ thấp và năng lượng thấp. Tuy nhiên, lý thuyết hạt nhân phi tương đối tính lại thất bại khi phản ánh các tính chất vật lý của vật chất đồng đặc. Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu các tính chất của chất hạt nhân dựa trên mô hình chất hạt nhân đối xứng tiệm cận có tính đến tương tác vô hướng-vector, mô tả rõ kịch bản chuyển pha khí - lỏng loại một của chất hạt nhân dưới mật độ bão hoà.

Từ khóa: Chất hạt nhân; đối xứng tiệm cận; tương tác vô hướng-vector; chuyển pha; cấu trúc pha.

1. Giới thiệu

Hiện nay, các thí nghiệm va chạm ion năng lượng cao là công cụ mạnh tạo ra vật chất tương tác mạnh, đặc nóng, cung cấp cơ hội khám phá các tính chất thú vị của vật chất ở điều kiện cực trị. Chính vì vậy, nghiên cứu về chuyển pha và các tính chất của hạt nhân đã trở thành một chủ đề nóng, hấp dẫn mạnh mẽ các nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết. Lý thuyết hạt nhân tương đối tính Walecka đã rất thành công khi tái hiện các tính chất vật lý của hạt nhân nặng và hạt nhân trung bình. Các mô hình hạt nhân tương đối tính khác đã và đang được phát triển và thu được nhiều kết quả quan trọng. Tuy nhiên, tất cả các mô hình hạt nhân tương đối tính nói trên đều có một thiếu sót nghiêm trọng, cụ thể: chúng không phản ánh đối xứng chiral, một đối xứng hiện nay được thừa nhận là một trong những đối xứng cơ bản của tương tác mạnh. Chuyển pha chiral trong trạng thái vật chất đồng đặc đóng vai trò quyết định trong nghiên cứu các tính chất vật lý của các hạt nhân kích thích và cấu trúc của các sao mật độ cao và tiến trình hình thành vũ trụ.

2. Cơ sở lý thuyết và phương pháp nghiên cứu

2.1. Lagrangian của mô hình nghiên cứu

Để nghiên cứu cấu trúc pha của chất hạt nhân đối xứng tiệm cận chúng ta sử dụng một số kết quả của [2] trong đó sử dụng mô hình Nambu - Jona - Lasinio mở rộng (ENJL) với mật độ Lagrangian:

$$L = L_{NJL} + \mu \bar{\psi} \gamma_0 \psi, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} L_{NJL} = & \bar{\psi} (i\hat{D} - m_0) \psi + \frac{G_s}{2} [(\bar{\psi} \psi)^2 \\ & + (\bar{\psi} i \gamma_3 \vec{\tau} \psi)^2] - \frac{G_v}{2} [(\bar{\psi} \gamma^\mu \psi)^2 + \\ & (\bar{\psi} \gamma_3 \gamma^\mu \psi)^2] + \frac{G_{sv}}{2} [(\bar{\psi} \psi^2 + \\ & (\bar{\psi} i \gamma_3 \vec{\tau} \psi)^2][(\bar{\psi} \gamma^\mu \psi)^2 + (\bar{\psi} \gamma_3 \gamma^\mu \psi)^2] \\ & - \frac{G_r}{2} [(\bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\tau} \psi)^2 + (\bar{\psi} \gamma_3 \gamma^\mu \vec{\tau} \psi)^2]. \end{aligned} \quad (2)$$

Ở đây: ψ là toán tử trường, mô tả hạt nucleon; μ là thế hóa, $\mu = \text{diag}(\mu_p, \mu_n)$, $\mu_{p,n} = \mu_B \pm \mu_I/2$; μ_B là thế hóa baryon, μ_I là thế hóa isospin; m_0 là khối lượng trần của nucleon; γ^μ là các ma trận chuẩn Dirac; $\tau = \{\tau^1, \tau^2, \tau^3\}$ với τ^1, τ^2, τ^3 là các ma trận Pauli tác dụng trong không gian isospin; G_s, G_v, G_{sv} và G_r là các hằng số liên kết.

2.2. Thế nhiệt động

Trong gần đúng trường trung bình, ta thay các toán tử trường meson bởi các giá trị trung bình của chúng ở

* Liên hệ tác giả

Lương Thị Thêu

Trường Đại học Sư phạm Hà Nội 2

Email: luongtheu@gmail.com

Điện thoại: 0989788471

trạng thái cơ bản của chất hạt nhân lạnh. Mật độ Lagrangian được viết lại:

$$\begin{aligned} L_{MFT} = & \bar{\psi}(i\hat{\partial} - M^* + i\gamma_5 \tilde{G}_s v\tau_1 \\ & + \gamma_0 \mu^*)\psi - U(\rho_B, \rho_I, u, v), \end{aligned} \quad (3)$$

ở đây,

$$M^* = m_0 - \tilde{G}_s u, \quad (4)$$

$$\mu_{p,n}^* = \mu_B \pm \mu_I^* / 2, \quad (5)$$

$$\mu^* = \mu_B - \sum_v = \mu_B - [G_v - G_{sv}(u^2 + v^2)]\rho_B, \quad (6)$$

$$\mu_I^* = \mu_I - G_r \rho_I, \quad (7)$$

$$U(\rho_B, \rho_I, u, v) = \frac{1}{2}[G_s(u^2 + v^2)$$

$$-G_v \rho_B^2 - G_r \rho_I^2 + 3G_{sv}(u^2 + v^2)\rho_B^2] \quad (8)$$

$$= \frac{1}{2}[\tilde{G}_s(u^2 + v^2) - 2\sum_v \rho_B + G_v \rho_B^2 - G_r \rho_I^2],$$

với

$$\tilde{G}_s = G_s + G_{sv}\rho_B^2 = G_s[1 + \xi(\frac{\rho_B}{\rho_0})], \xi = \frac{\rho_0^2 G_{sv}}{G_s}.$$

Thế nhiệt động tại nhiệt độ T và thế hoá μ được viết:

$$\Omega(T, \mu) = -\frac{T}{V} \ln Z. \quad (9)$$

Lấy định thức trong toàn bộ không gian vị, không gian Dirac, không gian spin và không gian xung lượng, ta có:

$$\begin{aligned} \ln Z = & \frac{T}{V} U(\rho_B, \rho_I, u, v) + N_f \sum_K \ln \\ & \frac{(k_0 - E_-^-)(k_0 + E_+^-)(k_0 - E_-^+)(k_0 + E_+^+)}{T^4} \end{aligned} \quad (10)$$

Biểu thức của thế nhiệt động được viết lại:

$$\Omega = U(\rho_B, \rho_I, u, v) + N_f \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (11)$$

$$\{E_k^- + T \ln n_-^- n_+^- + E_k^+ + T \ln n_-^+ n_+^+\},$$

ở đây $N_f = 2$ với chất nuclear và $N_f = 1$ với chất neutron,

$$E_m^\pm = E_k^\pm \pm m\mu_B^*, \quad (12)$$

là phổ năng lượng của nucleon trong chất hạt nhân,

$$E_k^\pm = \sqrt{(E_k \pm \mu_I^* / 2)^2 + \tilde{G}_s^2 v^2}, \quad (13)$$

và

$$E_k = \sqrt{k^2 + M^{*2}} \quad (14)$$

là năng lượng của một nucleon.

$$n_m^\pm = [e^{E_m^\pm/T} + 1]^{-1} \quad (15)$$

chính là các hàm phân bố Fermi.

Trạng thái vật lý mà chúng ta quan sát phải là trạng thái ứng với cực tiểu của thế nhiệt động, nói cách khác điều kiện để tồn tại trạng thái cơ bản của chất hạt nhân được xác định bởi các phương trình như:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial u} = 0, \frac{\partial \Omega}{\partial v} = 0, \frac{\partial \Omega}{\partial \omega_0} = 0, \frac{\partial \Omega}{\partial \tilde{\rho}_{03}} = 0.$$

2.3. Các tham số của mô hình

Bây giờ ta đi xác định các hằng số liên kết G_v, G_s khối lượng thuần của nucleon m_0 , tham số cắt Λ là các tham số của mô hình.

Ta khảo sát trong giới hạn nhiệt độ không và lấy tích phân trong hệ tọa độ cầu ta thu được:

$$\begin{aligned} \rho_B = & N_f \frac{k_f^3}{3\pi^2}, \\ u = & -\frac{N_f}{\pi^2} \int_{k_f}^{\Lambda} k^2 dk \frac{M^*}{\sqrt{k^2 + M^{*2}}}, \\ \varepsilon = & \frac{(m_0 - M^*)^2}{2\tilde{G}_s} + \frac{G_v}{2} \rho_B^2 \\ & + \frac{N_f}{\pi^2} \int_{k_f}^{\Lambda} k^2 dk \sqrt{k^2 + M^{*2}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Từ ràng buộc trên, sử dụng phần mềm tính toán Mathematica tiến hành tính số. Theo [2] ta thu được giá trị cho các tham số của mô hình như sau:

$$m_0 = 41.264 \text{ MeV}, G_s = 8.507 \text{ fm}^2, \zeta = 0.032,$$

$$G_v/G_s = 0.933 \text{ và } \Lambda = 400 \text{ MeV},$$

2.4. Phương trình trạng thái

Xuất phát từ hệ thức:

$$P = -\Omega \text{ lấy cực tiểu} \quad (17)$$

Biểu diễn áp suất P theo mật độ baryon ρ_B ta có:

$$P = -\frac{(m_0 - M^*)^2}{2\tilde{G}_s} - \frac{G_v}{2}\rho_B^2 +$$

$$\frac{G_r}{2}\rho_l^2 + (\mu_B - \mu^*)\rho_B - N_f \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (18)$$

$$[3E_k + T \ln(n_- n_+) + T \ln(n_-^+ n_+^+)]$$

trong tự, biểu thức của mật độ năng lượng được viết:

$$P = -\frac{(m_0 - M^*)^2}{2\tilde{G}_s} - \frac{G_v}{2}\rho_B^2 +$$

$$\frac{G_r}{2}\rho_l^2 + (\mu_B - \mu^*)\rho_B - N_f \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (19)$$

$$[3E_k + T \ln(n_- n_+) + T \ln(n_-^+ n_+^+)]$$

Từ (18) - (19) ta thu được:

1. Năng lượng đối xứng hạt nhân

$$E_{sym} = \frac{\rho_B^2}{8} \frac{\partial^2 \varepsilon_{bin}}{\partial \rho_l^2} \Big|_{\rho_l=0} \quad (20)$$

2. Hệ số không chịu nén của chất hạt nhân

$$K(\rho_B, \alpha) = 9 \frac{\partial P}{\partial \rho_B}, \quad (21)$$

với α là bất đối xứng isospin: $\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$.

Trị số của các hằng số liên kết G_v, G_s, G_r tham số cắt Λ, ξ và khối lượng thuần m_0 của nucleon đã được xác định ở phần trên.

2.5. Cấu trúc pha

Trong phần này, ta tiến hành nghiên cứu sự biến thiên của khối lượng hiệu dụng M^* theo thể hoá baryon μ_B và chuyển pha khí - lỏng ở mật độ dưới bão hoà của chất hạt nhân. Đó là những vấn đề cơ bản của vật lý hạt nhân hiện đại.

Phổ năng lượng của nucleon trong chất hạt nhân:

$$E_{\pm} = E_k \pm \mu^*, \quad (22)$$

với

$$\mu^* = \mu_B - [G_v - G_{sv}u^2]\rho_B. \quad (23)$$

Phương trình khe:

$$u = \rho_s = 2N_f \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{M^*}{E_k} (n_- + n_+ - 1), \quad (24)$$

Mật độ baryon và thể hoá baryon:

$$\rho_B = 2N_f \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (n_- - n_+), \quad (25)$$

$$\mu_B = \mu^* + [G_v - G_{sv}u^2]\rho_B, \quad (26)$$

trong đó $n_m = [e^{E_m/T} + 1]^{-1}$ là hàm phân bố Fermi.

Mặt khác ta đã có biểu thức của khối lượng hiệu dụng M^*

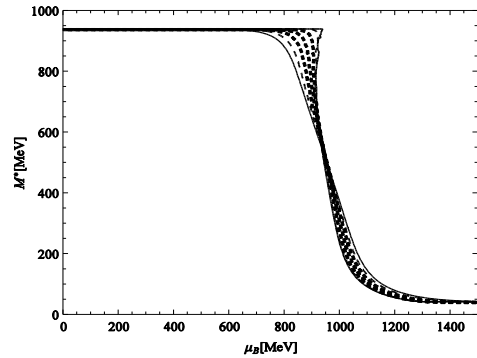
$$M^* = m_0 - \tilde{G}_s u \quad (27)$$

với

$$\tilde{G}_s = G_s + G_{sv}\rho_B^2 =$$

$$G_s [1 + \xi(\frac{\rho_B}{\rho_0})], \xi = \frac{\rho_0^2 G_{sv}}{G_s}.$$

Sử dụng bộ tham số ta đã tính được ở phần trên, tiến hành tính số ta vẽ được đồ thị mô tả sự phụ thuộc của khối lượng hiệu dụng M^* vào thể hoá baryon μ_B tại một vài giá trị của nhiệt độ như Hình 1. Ở đây, các đường nét liền tương ứng với các nhiệt độ $T = 0MeV, T = 60MeV$, các đường nét đứt tương ứng với các nhiệt độ $T = 10MeV, T = 50MeV$, các đường chấm chấm tương ứng với các nhiệt độ $T = 20MeV, T = 30MeV, T = 40MeV$.



Hình 1. Sự phụ thuộc của khối lượng hiệu dụng M^* theo thể hoá baryon μ_B tại các giá trị khác nhau của T . Từ phải sang trái, ở phía trên, các đồ thị lần lượt tương ứng với $T = 0MeV, T = 10MeV, T = 20MeV, T = 30MeV, T = 40MeV, T = 50MeV, T = 60MeV$.

Từ trực quan hình vẽ ta thấy, rõ ràng là đối xứng chiral phục hồi tiệm cận tại μ_B lớn và hơn nữa, với T lớn, khối lượng hiệu dụng là một hàm đơn trị của thể hoá baryon μ_B . Kiểu biểu hiện như vậy thường được định nghĩa là một biến đổi crossover. Trong khi đó với nhiệt độ thấp, khối lượng hiệu dụng M^* là một hàm đa trị của thể hoá baryon μ_B . Để xác định loại chuyển pha

chúng ta có thể sử dụng phương pháp được đưa ra bởi Askawa và Yazaki [1]. Theo phương pháp này, trong vùng mà khối lượng hiệu dụng M^* là một hàm đa trị của thể tích baryon μ_B thì đồ thị của thể tích hiệu dụng theo M^* sẽ có hai giá trị cực tiểu. Tại nhiệt độ chuyển pha thì hai cực tiểu này có cùng độ sâu. Đối với miền mà khối lượng hiệu dụng M^* là hàm đơn trị của thể tích baryon μ_B , tại nhiệt độ chuyển pha, thể tích hiệu dụng theo M^* có một cực tiểu.

3. Kết luận

Trong bài báo này, chúng tôi đã sử dụng mô hình Nambu-Jona-Lasinio mở rộng (ENJL) để nghiên cứu các tính chất của chất hạt nhân đối xứng tiệm cận có tính đến tương tác vô hướng - vec tơ, mô tả rõ kịch bản chuyển pha khí - lỏng loại một của chất hạt nhân dưới mật độ bão hòa, chỉ ra đối xứng chiral phục hồi tiệm cận tại mật độ baryon cao ứng với các nhiệt độ T xác định. Thể hiện vai trò không thể thiếu của đối xứng chiral trong nghiên cứu tính chất hạt nhân. Dự kiến trong thời gian tới, chúng tôi tiếp tục nghiên cứu sự ảnh hưởng của bất đối xứng isospin lên các tính chất vật lý của chất hạt nhân.

Tài liệu tham khảo

- [1] M. Askawa and K. Yazaki (1989), Nucl. Phys, A 504, 668.
- [2] Tran Huu Phat, Nguyen Tuan Anh and Dinh Thanh Tam, Phase structure in a chiral model of nuclear matter Phys. Rev. C 84, 024321 (2011), VAEC, June 2012, Hanoi.
- [3] Tran Huu Phat and Nguyen Van Thu (2011), Phase structure of the linear sigma model with the standard symmetry bealing term, Eur. Phys. J. C 71, 1810.
- [4] Serot B. D. and Walecka J. D. (1985), The Relativistic Nuclear Many-Body Problem, Adv. Nucl. Phys. 16, 1.
- [5] Serot B. D. and Walecka J. D. (1997), Properties of finite nuclei in a relativistic quantum field theory, Phys. Lett. B 87, 172.
- [6] Serot B. D. and Walecka J. D, Recent Progress in Quantum Hadrodynamics, Int.J.Mod. Phys. E 6, 515.
- [7] Tran Huu Phat and Nguyen Van Thu (2014), Topological phase transition in asymmetric nuclear matter, Int. J. Mod. Phys. E 23, 1450031. 12
- [8] Walecka J. D. (1974), Nuclear hydrodynamics in a relativistic mean field theory, Ann. Phys. 83, 491.

A STUDY ON THE PHASE STRUCTURE OF ASYMPTOTIC SYMMETRIC NUCLEAR MATTER

Abstract: The strong and dense interaction matter has attracted physicists' attention for a long time. The phase transition of the nuclear matter has been investigated in many theoretical papers. The studies have been based on the phenomenological models directly established from the nucleon degrees of freedom. The models of non-relativistic nuclei using different forms of the nucleon-nucleon interaction potential energy have gained much success in the study on nuclear materials at a low density and low power. However, the theory of non-relativistic nuclei failed to reflect the physical properties of the solidified materials. This paper studies the properties of nuclear matter based on the model of asymptotic symmetric nuclear matter, taking into account the scalar-vector interactions and clearly describes the scenario of the first-class gas-liquid phase transition of the nuclear matter under saturation density.

Key words: nuclear matter; asymptotic symmetry; scalar-vector interaction; phase transition; phase structure.