

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Εργασία στα πλαίσια του μαθήματος Πυρηνική Φυσική Ι

Θέμα

Ο εγκλωβισμός και η θραύση της χειραλικής συμμετρίας στην
Κβαντική Χρωμοδυναμική

Σπύρος Αργυρόπουλος

ΑΜ: 200300020

ΑΘΗΝΑ 2008

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

| | |
|--|-----------|
| ΠΕΡΙΛΗΨΗ | 1 |
| 1 ΣΥΜΜΕΤΡΙΕΣ ΣΤΗΝ ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΧΡΩΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ | 3 |
| 1.1 Η Λαγκρανζιανή της QCD | 3 |
| 1.2 Η χειραλική συμμετρία | 4 |
| 1.3 Ο εγκλωβισμός | 5 |
| 2 ΤΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΦΑΣΗΣ ΤΗΣ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΧΡΩΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ | 7 |
| 2.1 Θεωρητική προσέγγιση των μεταβάσεων φάσης | 7 |
| 2.2 Οι μεταβάσεις φάσης στην QCD | 8 |
| 2.2.1 Η περίπτωση $N_f = 2$ | 8 |
| 2.2.2 Η περίπτωση $N_f = 3$ | 9 |
| 2.2.3 Το τριχρίσιμο σημείο | 10 |
| 2.3 Αριθμητική επίλυση | 10 |
| 2.3.1 Γενική επισκόπηση | 11 |
| 2.3.2 Αποτελέσματα από την QCD στο πλέγμα | 12 |
| 2.4 Πειραματική προσέγγιση των μεταβάσεων φάσης | 13 |
| 2.4.1 Υπογραφές του τριχρίσιμου σημείου και του QGP | 14 |
| 2.4.2 Πειραματικά αποτελέσματα | 15 |
| ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ | 16 |

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην εργασία αυτή, παρουσιάζουμε συνοπτικά το διάγραμμα φάσης της QCD, επικεντρώνοντας κυρίως στις μεταβάσεις φάσεις του απεγκλωβισμού και της αποκατάστασης της χειραλικής συμμετρίας.

Το Κεφάλαιο 1, περιέχει μια σύντομη θεωρητική εισαγωγή στις συμμετρίες που παρουσιάζονται στην QCD, έτσι όπως αυτές προκύπτουν από τη διατύπωση της θεωρίας στο Λαγκρανζιανό φορμαλισμό. Στις ενότητες 1.2 και 1.3 περιγράφουμε πιο αναλυτικά της έννοιες της χειραλικής συμμετρίας και της τοπικής συμμετρίας χρώματος αντίστοιχα.

Στόχος του Κεφαλαίου 2, είναι η παρουσίαση του διαγράμματος φάσης της QCD και της μεθόδου προσδιορισμού και ταξινόμησης των μεταβάσεων φάσης που αυτό εμπεριέχει μέσω αναλυτικών κι αριθμητικών αποτελεσμάτων. Στην ενότητα 2.3, παρουσιάζουμε τη μέθοδο αριθμητικής επίλυσης της QCD στο πλέγμα και συζητάμε ορισμένα αποτελέσματα που έχουν προκύψει από αριθμητικές προσομοιώσεις, σχετικά με το στατικό δυναμικό $V_{\bar{q}q}$, και τις μεταβάσεις φάσης του απεγκλωβισμού και της αποκατάστασης της χειραλικής συμμετρίας. Τέλος, η ενότητα 2.4 είναι αφροσιωμένη στην παρουσίαση των μεθόδων πειραματικού προσδιορισμού των κρίσιμων φαινομένων που μελετούμε και στην παρουσίαση των πειραματικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευσή τους.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΣΥΜΜΕΤΡΙΕΣ ΣΤΗΝ ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΧΡΩΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

1.1 Η Λαγκρανζιανή της QCD

Η μελέτη των χαρακτηριστικών της κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD) ξεκινά απ' τον ορισμό της Λαγκρανζιανής της πυκνότητας, η οποία εκ κατασκευής πρέπει να πληροί όλες τις συμμετρίες που εμφανίζει η θεωρία και να εξασφαλίζει την επανακανονικοποιησιμότητά της. Για την παρούσα εργασία θα χρησιμοποιήσουμε την ιδανικοποιημένη Λαγκρανζιανή [1]

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4g^2} \text{Tr} [G_{\alpha}^{\mu\nu} G_{\alpha\mu\nu}] + \sum_{j=1}^f \bar{\psi}_{j,a} (i\not{D})_{ab} \psi_{j,b}, \quad (1.1)$$

όπου

$$G_{\alpha}^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A_{\alpha}^{\nu} - \partial^{\nu} A_{\alpha}^{\mu} + i[A_{\alpha}^{\mu}, A_{\alpha}^{\nu}] \quad (1.2)$$

και

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + iA_{\mu} \quad (1.3)$$

Σημειώνουμε ότι οι επαναλαμβανόμενοι δείκτες αθροίζονται. Συγκεκριμένα οι a, b αντιστοιχούν στην τριπλέτα της $SU(3)_c$ και παίρνουν τιμές από 1 έως 3, ενώ ο δείκτης α αντιστοιχεί στην οκτάδα της $SU(3)_c$ και παίρνει τιμές από 1 έως 8 [2]. Σημειώνουμε επίσης ότι η παράμετρος θ που καθορίζει τον εκφυλισμό του κενού της QCD, έχει τεθεί ίση με μηδέν όπως και οι μάζες των q_j .

Η συμμετρία που παρουσιάζει η (1.1) είναι η

$$\mathcal{S} = SU(3)_c \times SU(f)_L \times SU(f)_R \times U(1)_B \times U(1)_A \times \mathcal{R}_{scale}^+ \quad (1.4)$$

μαζί με τις συμμετρίες στους μετασχηματισμούς Poincaré και P, C, T . Η συμμετρία χρώματος $SU(3)_c$ είναι μια τοπική συμμετρία βαθμίδας, η οποία θεωρείται ως ακριβής συμμετρία της QCD κι εκφράζει την αναλλοιωτότητα των κυματοσυναρτήσεων των κουαρκ σε στροφές στο χώρο του χρώματος.¹ Η συμμετρία $SU(f)_L \times SU(f)_R$ αναφέρεται στην ελευθερία περιστροφής των αριστερόστροφων και δεξιόστροφων κουάρκς (βλ. Εν.1.2). Η $U(1)_B$ αντανακλά τη διατήρηση του βαρυονικού αριθμού, ενώ η $U(1)_A$ τη διατήρηση του αξονικού βαρυονικού αριθμού. Η πρώτη είναι ακριβής συμμετρία της QCD ενώ η δεύτερη παραβιάζεται από τις μη-διαταρακτικές λύσεις της θεωρίας (instantons).² Τέλος η \mathcal{R}_{scale}^+ αναφέρεται στην αναλλοιωτότητα της θεωρίας σε διαφορετικές κλίμακες. Η αναλλοιωτότητα αυτή χάνεται με την κβάντωση της θεωρίας, πράγμα που εκφράζεται μέσω της εξάρτησης της παραμέτρου ζεύξης απ' την ενέργεια.

¹Η $SU(3)_c$ συνεπάγεται την ύπαρξη άμαζων διανυσματικών μποζονίων βαθμίδας (γκλουόνια), τα οποία φέρουν χρωματικό φορτίο και μπορούν να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους (μη-αβελιανότητα) σε αντίθεση με τον ηλεκτρομαγνητισμό. Αυτό με τη σειρά του οδηγεί στην ιδιότητα της ασυμπωτικής ελευθερίας, βασικό χαρακτηριστικό όλων των μη-αβελιανών θεωριών πεδίου.

²Βλέπε [2]

1.2 Η χειραλική συμμετρία

Στην ενότητα αυτή θα εξετάσουμε αναλυτικότερα τη χειραλική συμμετρία, ξεκινώντας απ' την περίπτωση ενός φερμιονίου. Θεωρούμε την αναπαράσταση Weyl των πινάκων Dirac, $\gamma^\mu = (\beta, \beta\alpha)$, με

$$\beta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \alpha = \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & -\sigma \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Στην αναπαράσταση Weyl, η εξίσωση Dirac

$$(\not{p} - m)\omega = 0, \quad (1.6)$$

με

$$\omega = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

παίρνει τη μορφή

$$E\phi = \sigma\mathbf{p} + m\chi \quad (1.8)$$

$$E\chi = -\sigma\mathbf{p} + m\phi \quad (1.9)$$

Στο όριο $m \rightarrow 0$, οι παραπάνω εξισώσεις γίνονται

$$\sigma\hat{\mathbf{p}}\tilde{\phi} = \tilde{\phi} \quad (1.10)$$

$$\sigma\hat{\mathbf{p}}\tilde{\chi} = -\tilde{\chi}, \quad (1.11)$$

όπου $\hat{p} = \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}$ και ο τελεστής Dirac (αp) μετατίθεται με τον πίνακα $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ [2]. Η ιδιοτιμή του γ_5 ονομάζεται χειραλικότητα, οπότε στο όριο $m \rightarrow 0$ τα φερμιόνια έχουν συγκεκριμένη τιμή χειραλικότητας και οι κυματοσυναρτήσεις τους είναι αναλλοίωτες σε μετασχηματισμούς της μορφής

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\beta\gamma_5}\psi \quad (1.12)$$

Στην περίπτωση 2 μαζικών φερμιονίων η Λαγκρανζιανή πυκνότητα του πεδίου Dirac γράφεται

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_{Lf}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{Lf} + i\bar{\psi}_{Rf}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{Rf} - m\bar{\psi}_{Lf}\psi_{Rf} - m\bar{\psi}_{Rf}\psi_{Lf} \quad (1.13)$$

Ορίζοντας τα διατηρούμενα φορτία

$$\hat{Q}_i = \int d^3x \bar{\psi}^\dagger \frac{\tau_i}{2} \psi \quad \hat{Q}_{i,5} = \int d^3x \bar{\psi}^\dagger \gamma_5 \frac{\tau_i}{2} \psi \quad (1.14)$$

και

$$\hat{Q}_{iR} = \frac{1}{2}(\hat{Q}_i + \hat{Q}_{i,5}) \quad \hat{Q}_{iL} = \frac{1}{2}(\hat{Q}_i - \hat{Q}_{i,5}) \quad (1.15)$$

βρίσκουμε ότι

$$[\hat{Q}_{iR}, \hat{Q}_{jR}] = i\epsilon_{ijk}\hat{Q}_{kR} \quad (1.16)$$

$$[\hat{Q}_{iL}, \hat{Q}_{jL}] = i\epsilon_{ijk}\hat{Q}_{kL} \quad (1.17)$$

$$[\hat{Q}_{iR}, \hat{Q}_{jL}] = 0 \quad (1.18)$$

Παρατηρούμε ότι χωρίς τον όρο μάζας η (1.13) είναι αναλλοίωτη στους μετασχηματισμούς της ομάδας

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ (για $N_f = 2$), ενώ ο όρος μάζας αναμιγνύει τις αριστερόστροφες και δεξιόστροφες συνιστώσες και περιορίζει την ομάδα συμμετρίας στη διαγώνια υποομάδα της $SU(2)_{L+R}$. Επειδή $[\hat{H}, \hat{Q}_5] = 0$, η χειραλική συμμετρία προβλέπει την εμφάνιση ενεργειακά εκφυλισμένων διπλετών parity. Καθώς κάτι τέτοιο δεν έχει παρατηρηθεί, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι η χειραλική συμμετρία παραβιάζεται στη φύση. Ο μηχανισμός που έχει προταθεί απ' τον Nambu για την περιγραφή της αυθόρμητης θραύσης της χειραλικής συμμετρίας στην QCD, προβλέπει τη δημιουργία χειραλικών συμπυκνωμάτων $\bar{q}_L q_R^3$, τα οποία θραύουν τη χειραλική συμμετρία κι οδηγούν στην εμφάνιση άμαζων μποζονίων, σύμφωνα με τον μηχανισμό Goldstone.⁴

1.3 Ο εγκλωβισμός

Παρόλο που η (1.1) διαθέτει μια συμμετρία βαθμίδας ως προς το βαθμό ελευθερίας του χρώματος, η ιδιότητα αυτή δε συναντάται σε κανένα φυσικά παρατηρήσιμο μέγεθος. Για παράδειγμα, τα γνωστά στοιχειώδη σωμάτια δεν παρατηρούνται σε ενεργειακά εκφυλισμένες πολλαπλές χρώματος, όπως θα έπρεπε, αλλά μόνο σε μία άχρωμη κατάσταση (singlet αναπαράσταση της $SU(3)_c$). Το γεγονός αυτό αποτελεί την ουσία του φαινομένου του εγκλωβισμού. Παρακάτω εξετάζουμε ορισμένους απ' τους προτεινόμενους μηχανισμούς εξήγησης του φαινομένου.

Μπορούμε να έχουμε μια φυσική εικόνα του φαινομένου του εγκλωβισμού, αν αντιπαραβάλλουμε τη χρωματική αλληλεπίδραση δύο στατικών κουαρκς με την αλληλεπίδραση Coulomb δύο στατικών ηλεκτρικών φορτίων. Στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης Coulomb, γνωρίζουμε ότι οι δυναμικές γραμμές του πεδίου απλώνονται σε όλο τον χώρο. Αντίθετα, στην περίπτωση της QCD, ο φορμαλισμός Wilson (Wilson's loop formalism), προβλέπει [4] ότι η δυναμική ενέργεια μεταξύ 2 στατικών κουαρκς εξαρτάται γραμμικά απ' την απόστασή τους μέσω της σχέσης

$$E(R) = \sigma R, \quad (1.19)$$

όπου η παράμετρος σ καλείται τάση της χορδής και συνδέεται με την αναμενόμενη τιμή του βρόγχου Wilson μέσω της σχέσης

$$W(C) \xrightarrow{\text{large } C} e^{-\sigma A_{\text{min}}(C)} \quad (1.20)$$

Κατά συνέπεια οι δυναμικές γραμμές του χρωματικού πεδίου δεν απλώνουν στο χώρο, αλλά συμπιέζονται σχηματίζοντας χρωματικούς σωλήνες. Η δύναμη μεταξύ των 2 κουαρκς θα είναι συνεπώς μια δύναμη τύπου ελατηρίου κι η ενέργεια ανά μονάδα μήκους θα παίρνει μια σταθερή τιμή στο όριο $r \rightarrow \infty$. Αριθμητικοί υπολογισμοί στο πλέγμα έχουν αναπαράγει μια τέτοια γραμμική συμπεριφορά για τη δύναμη μεταξύ των κουαρκς [2, 4, 13]. Υπάρχουν διάφορες θεωρητικές προτάσεις για την περιγραφή του ακριβούς μηχανισμού που δημιουργεί τον εγκλωβισμό. Όπως σημειώνει ο [5], οι διαφορετικές αυτές περιγραφές εξαρτώνται απ' την επιλογή βαθμίδας.

Ο Gribov [6] προτείνει ότι ο εγκλωβισμός οφείλεται στην ύπαρξη ελαφρών κουαρκς (u και d) με μήκη Compton πολύ μεγαλύτερα απ' την εμβέλεια της ισχυρής αλληλεπίδρασης που καθορίζεται απ' το λ_{QCD} . Το φαινόμενο είναι αντίστοιχο με την περίπτωση της Κβαντικής Ηλεκτροδυναμικής, όπου η ύπαρξη ενός βαρύ πυρήνα με $Z_{cr} \approx 137$ αποσταθεροποιεί το κενό λόγω της δημιουργίας ζευγών e^-e^+ . Έτσι, το e^- (που έχει αρνητική ενέργεια) 'πέφτει' στο κέντρο του πυρήνα ενώ το e^+ διαφεύγει στο άπειρο και το φαινόμενο συνεχίζεται μέχρι $Z_n = Z - n < Z_{cr}$. Στην περίπτωση της QCD, η κατάσταση είναι διαφορετική καθώς η πόλωση του κενού ενισχύει το χρωματικό φορτίο. Το φαινόμενο της 'πτώσης στο κέντρο' οδηγεί στη

$$q_l \rightarrow M + q_l. \quad (1.21)$$

Η (1.21) προϋποθέτει την ύπαρξη καταστάσεων θετικής κι αρνητικής ενέργειας. Αυτό δεν έρχεται σε αντίθεση με την πραγματικότητα (όπου δεν παρατηρούνται σωμάτια αρνητικής ενέργειας), καθώς τόσο

³Ο μηχανισμός αυτός είναι ανάλογος της δημιουργίας ζευγών Cooper στη θεωρία BCS για την υπεραγωγιμότητα.

⁴Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τη θραύση της χειραλικής συμμετρίας βλ. [2], [3].

τα κουαρκς θετικής ενέργειας όσο και αυτά με αρνητική ενέργεια είναι ασταθή ($q_+ \rightarrow M + q_-, q_- \rightarrow M + q_- \bar{q}_-$) και συνεπώς μη-παρατηρήσιμα.

Το πρότυπο σακούλας του MIT, θεωρεί ότι τα κουαρκς περιβάλλονται από μία σακούλα που ασκεί πίεση B προς το εσωτερικό της, κρατώντας τα κουαρκς εγκλωβισμένα. Σε μεγάλες τιμές της θερμοκρασίας και της βαρυονικής πυκνότητας, η πίεση της ύλης κουαρκ στο εσωτερικό της σακούλας μπορεί να υπερβεί την τιμή της B , οπότε τα κουαρκς παύουν να είναι εγκλωβισμένα. [7]

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΤΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΦΑΣΗΣ ΤΗΣ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΧΡΩΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

2.1 Θεωρητική προσέγγιση των μεταβάσεων φάσης

Θεωρία Landau - Η παράμετρος τάξης

Για τη θεωρητική μελέτη των μεταβάσεων φάσης, θα χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία Landau-Ginzburg. Η θεωρία αυτή δε στηρίζεται σε οποιοδήποτε μικροσκοπικό πρότυπο και συνεπώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην ανάλυση της κρίσιμης συμπεριφοράς διαφορετικών συστημάτων κι οδηγεί στην πολύ σημαντική έννοια της τάξης παγκοσμιότητας (universality class). Τα βασικά συστατικά της θεωρίας Landau είναι η ύπαρξη μιας κατάλληλης παραμέτρου τάξης η , τέτοιας ώστε $\eta(T) = 0$ για $T > T_c$ και $\eta(T) \neq 0$ για $T < T_c$ και η υπόθεση ότι στην περιοχή του κρίσιμου σημείου η ελεύθερη ενέργεια του συστήματος μπορεί να αναπτυχθεί σε σειρά ως προς την παράμετρο τάξης. Βέβαια η ύπαρξη μιας τέτοιας παραμέτρου δεν είναι εξασφαλισμένη κι η θεωρία Landau δεν περιγράφει το πώς μπορεί αυτή να βρεθεί.

Στην περίπτωση της QCD οι μεταβάσεις φάσεις που θα μας απασχολήσουν περισσότερο στα πλαίσια αυτής της εργασίας είναι η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας κι ο απεγκλωβισμός. Για τη μελέτη της χειραλικής μετάβασης φάσης, η παράμετρος τάξης που έχει καθιερωθεί είναι η αναμενόμενη τιμή του χειραλικού συμπυκνώματος $\langle \bar{q}LqR \rangle$. Για τη μελέτη της μετάβασης στην απεγκλωβισμένη φάση η παράμετρος τάξης που χρησιμοποιείται συνήθως [8], [9] (τουλάχιστον στα πλαίσια της πλεγματικής QCD) είναι η αναμενόμενη τιμή του βρόγχου Polyakov $\langle L \rangle$.

Ταξινόμηση των μεταβάσεων φάσης

Σε κάθε μετάβαση φάσης παρατηρούνται αλλαγές στις θερμοδυναμικές μεταβλητές του συστήματος. Ανάλογα με το βαθμό αναλυτικότητάς τους, κατατάσσουμε τις μεταβάσεις φάσης σε πρώτης, δεύτερης, κοκ τάξης. Έτσι, στις μεταβάσεις φάσης 1ης τάξης, οι πρώτες παράγωγοι των καταστατικών μεταβλητών, όπως για παράδειγμα η εντροπία, θα είναι ασυνεχείς στο σημείο αλλαγής φάσης, ενώ οι δεύτερες παράγωγοι των καταστατικών μεταβλητών, όπως πχ η θερμοχωρητικότητα θα απειρίζονται στο σημείο αυτό. Αντίθετα, στις μεταβάσεις φάσης 2ης τάξης, οι πρώτες παράγωγοι θα είναι συνεχείς κι η ασυνέχεια θα εμφανίζεται στις δεύτερες παραγώγους των καταστατικών μεταβλητών.

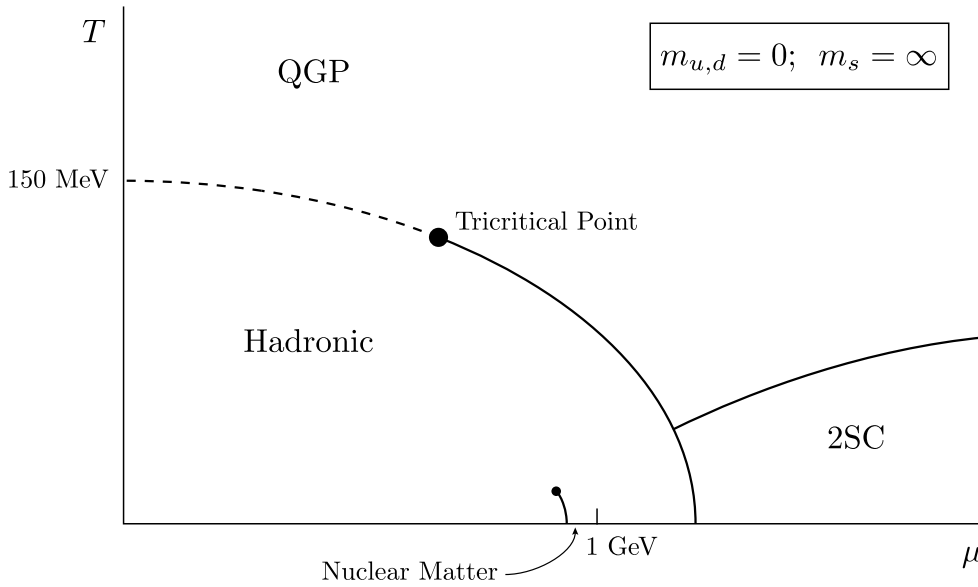
Στην QCD η μεγάλη τιμή της παραμέτρου ζεύξης καθιστά αδύνατη την αναλυτική λύση της μέσω της θεωρίας διαταραχών. Συνεπώς, για την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την κρίσιμη συμπεριφορά της θεωρίας χρειάζεται να καταφύγουμε είτε στην αριθμητική της επίλυση είτε στη μελέτη ενεργών θεωριών και στην κατασκευή επιλύσιμων μοντέλων που παρουσιάζουν την ίδια δυναμική σε μια περιοχή ενεργειών. Βασικό στοιχείο της μελέτης του διαγράμματος φάσης της QCD αποτελεί ο προσδιορισμός της θέσης των μεταβάσεων φάσης πάνω στο διάγραμμα, ο προσδιορισμός της τάξης κάθε μετάβασης και ο προσδιορισμός της θέσης των κρίσιμων σημείων που πιθανόν να υπάρχουν. Όπως θα δούμε παρακάτω, τα δεδομένα αυτά εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τα μοντέλα που χρησιμοποιούμε για τη μελέτη τους.

2.2 Οι μεταβάσεις φάσης στην QCD

Η συμπεριφορά της ύλης σε διαφορετικές θερμοδυναμικές συνθήκες συνοψίζεται στο λεγόμενο διάγραμμα φάσης στο χώρο των θερμοδυναμικών παραμέτρων. Στην περίπτωση της QCD οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται συνήθως για την κατασκευή του διαγράμματος φάσης είναι η θερμοκρασία T και το χημικό δυναμικό μ_B . Κάθε σημείο πάνω στο διάγραμμα φάσης αντιστοιχεί σε μια ευσταθή θερμοδυναμική κατάσταση. Στις επόμενες ενότητες περιγράφουμε περιληπτικά τα χαρακτηριστικά του διαγράμματος φάσης της QCD για 4 περιπτώσεις μαζών των u, d και s κουαρκς.

2.2.1 Η περίπτωση $N_f = 2$

Η περίπτωση που έχουμε 2 γεύσεις κουαρκς ($N_f = 2$) χωρίζεται σε 2 υποπεριπτώσεις: α) την περίπτωση που τα κουαρκς είναι άμαζα ($m_{u,d} = 0, m_s = \infty$) και β) την περίπτωση που τα κουαρκς έχουν μη μηδενική μάζα ($m_{u,d} \neq 0, m_s = \infty$). Το διάγραμμα φάσης για την περίπτωση $m_{u,d} = 0, m_s = \infty$ δίνεται στο Σχήμα 2.1.

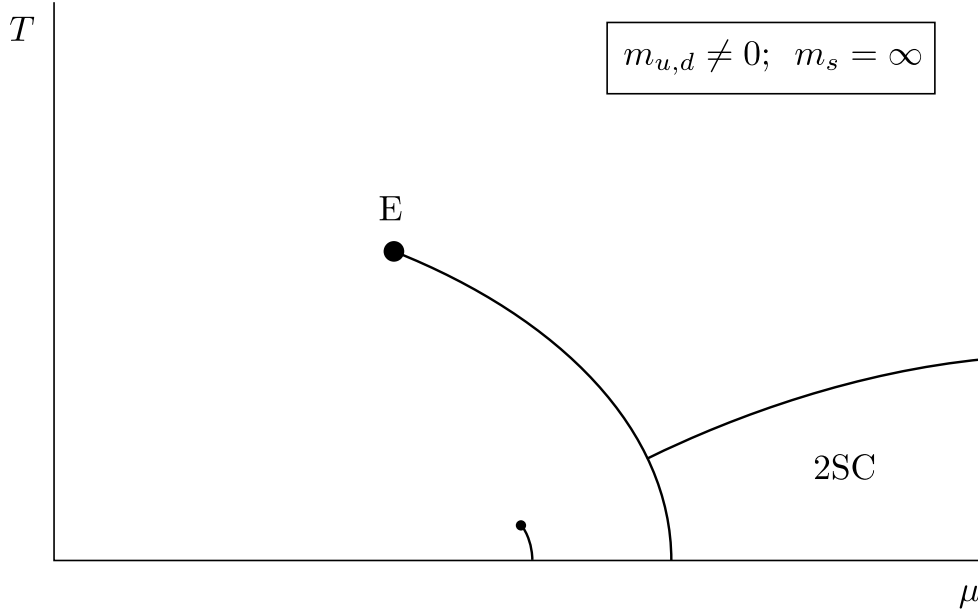


ΣΧΗΜΑ 2.1: Διάγραμμα φάσης της QCD στην περίπτωση δύο άμαζων κουαρκς.

Περιοριζόμενοι αρχικά στον άξονα $T = 0$ του διαγράμματος, παρατηρούμε ότι παρουσιάζεται μια μετάβαση φάσης για $\mu = \mu_0 = m_N - 16 \text{ MeV}$ [10]. Η μετάβαση αυτή διαχωρίζει την υγρή απ' την αέρια φάση της πυρηνικής ύλης και για την περίπτωση $T = 0$ διαχωρίζει τη φάση του κενού απ' την πυρηνική φάση. Η μετάβαση είναι 1ης τάξης [1,10] και τερματίζει σ' ένα κρίσιμο σημείο σε θερμοκρασία γύρω στα 10 MeV [1]. Αυτό εξηγείται αν σκεφτούμε ότι η συμμετρία στις ωθήσεις Lorentz παραβιάζεται για $T = 0$ στα δεξιά της μετάβασης φάσης κι αποκαθίσταται στα αριστερά, ενώ παραβιάζεται και στις 2 φάσεις για ικανά $T > 0$. Συνεχίζοντας προς μεγαλύτερες τιμές του μ , συναντούμε μια δεύτερη μετάβαση φάσης για $\mu = \mu_1$ που χαρακτηρίζεται απ' την αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας. Η τιμή του μ_1 δεν είναι γνωστή με ακρίβεια, αλλά διαφορετικά μοντέλα υποστηρίζουν ότι $\mu_1 - \mu_0 = \Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$. Για την τάξη της μετάβασης, το πρότυπο σακούλας του MIT προβλέπει μετάβαση 1ης τάξης ενώ το μοντέλο Nambu-Jona-Lasinio προβλέπει ότι η τάξη της μετάβασης εξαρτάται απ' την τιμή του cutoff [10].

Ακολουθώντας στη συνέχεια τον άξονα $\mu = 0$, συναντούμε μια αλλαγή φάσης σε μια θερμοκρασία T_c . Περιμένουμε ότι $\langle \bar{q}LqR \rangle = 0$ σε υψηλή θερμοκρασία, καθώς η παράμετρος ζεύξης μικραίνει λόγω ασυμπτωτικής ελευθερίας. Κάτω απ' την T_c , $\langle \bar{q}LqR \rangle \neq 0$, οπότε η απεργλωβισμένη φάση του πλάσματος

κουαρκ-γλιουονίων (QGP) πρέπει να διαχωρίζεται από την φάση στην οποία τα κουαρκς είναι εγγλωβισμένα μέσω μιας μετάβασης φάσης. Το αν συμπίπτουν οι 2 μεταβάσεις φάσεις (αποκατάσταση χειραλικής συμμετρίας και απεγγλωβισμός) παραμένει μέχρι σήμερα ανοικτό ερώτημα, για το οποίο διαφορετικά μοντέλα δίνουν διαφορετικές απαντήσεις [8], [9]. Επιχειρήματα βασισμένα στην οικουμενικότητα οδηγούν στο συμπέρασμα ότι η χειραλική μετάβαση φάσης είναι 2ης τάξης με κρίσιμους εκθέτες που ανήκουν στην τάξη παγκοσμιοτήτας $SU(2)_L \times SU(2)_R \approx O(4)$. Το αποτέλεσμα αυτό έχει επιβεβαιωθεί και από υπολογισμούς στο πλέγμα [1], [10]. Το σημείο όπου η χειραλική μετάβαση φάσης μετατρέπεται από 2ης σε 1ης τάξης ονομάζεται τριχρίσιμο σημείο (Ενότητα 2.2.3).

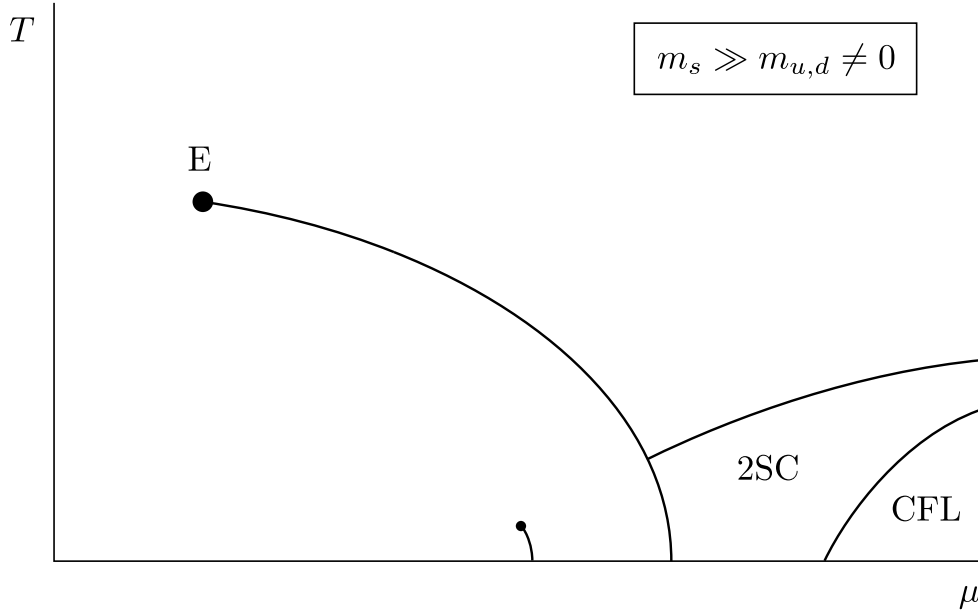


ΣΧΗΜΑ 2.2: Διάγραμμα φάσης της QCD στην περίπτωση δύο ελαφρών κουαρκς.

Το διάγραμμα φάσης για την περίπτωση $m_{u,d} \neq 0, m_s = \infty$ δίνεται στο Σχήμα 2.2. Λόγω της ρητής παραβίασης της χειραλικής συμμετρίας από τη μη μηδενική μάζα των u και d κουαρκς, η μετάβαση φάσης 2ης τάξης αντικαθίσταται από ένα ομαλό πέρασμα (crossover). Συνεπώς στο διάγραμμα φάσης του σχήματος 2.2, στον άξονα $\mu = 0$ δεν υπάρχει σύνορο μεταξύ της αδρονικής φάσης χαμηλής θερμοκρασίας και του QGP [11]. Υπολογισμοί στο πλέγμα επιβεβαιώνουν την ύπαρξη ομαλού περάσματος κι εκτιμούν την κρίσιμη θερμοκρασία σε $T_c \approx 140 - 170 \text{ MeV}$ [11], [12].

2.2.2 Η περίπτωση $N_f = 3$

Η περίπτωση $N_f = 3$ περιλαμβάνει 2 υποπερίπτώσεις: α) την περίπτωση $m_s \gg m_{u,d} \neq 0$ και β) την περίπτωση $m_s = m_{u,d}$. Το διάγραμμα φάσης για την περίπτωση $m_{u,d} = 0, m_s \gg m_{u,d} \neq 0$ δίνεται στο Σχήμα 2.3. Παρατηρούμε ότι η μείωση της μάζας του s κουαρκ προκαλεί την εμφάνιση μιας νέας φάσης για μεγάλα μ , αυτή του κλειδώματος γεύσης - χρώματος (CFL). Στη φάση αυτή, τα κουαρκς και των τριών χρωμάτων και των τριών γεύσεων σχηματίζουν ζεύγη Cooper. Επειδή τα ζεύγη Cooper παραβιάζουν τη χειραλική συμμετρία η CFL φάση παρουσιάζει τις ίδιες συμμετρίες με τη βαρυονική ύλη [1].



ΣΧΗΜΑ 2.3: Διάγραμμα φάσης της QCD στην περίπτωση δύο ελαφρών κουαρκς και του παράξενου κουαρκ με μάζα συγκρίσιμη με τη φυσική της τιμή.

Το διάγραμμα φάσης για την περίπτωση $m_s = m_{u,d}$ δίνεται στο Σχήμα 2.4. Επιχειρήματα παγκοσμιότητας κι υπολογισμοί στο πλέγμα υποδεικνύουν ότι αν η μάζα του παράξενου κουαρκ είναι ίδια με τη μάζα των u και d , η χειραλική μετάβαση φάσης θα είναι πρώτης τάξης [11]. Συγκρίνοντας τα Σχήματα 2.3 και 2.4, παρατηρούμε ότι όσο μικραίνει η μάζα του παράξενου κουαρκ, τόσο πλησιάζει το τρικρίσιμο σημείο στον άξονα $\mu = 0$ μέχρι το ομαλό πέρασμα να εξαφανιστεί εντελώς.

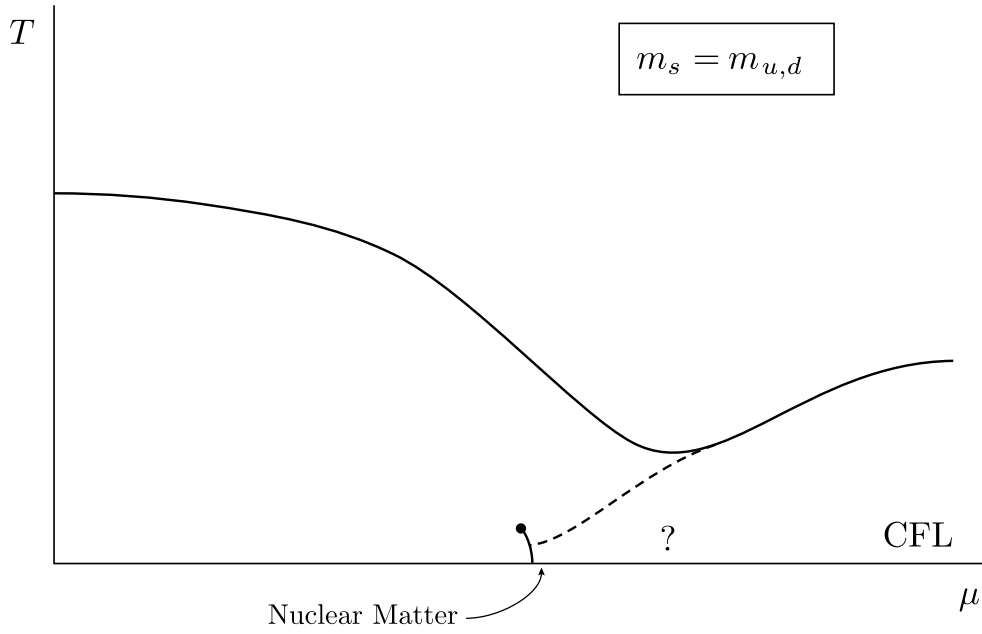
2.2.3 Το τρικρίσιμο σημείο

Είδαμε ότι για άμαζα κουαρκς, η αδρονική φάση χαμηλής θερμοκρασίας και το QGP διαχωρίζονται απ' την τιμή της παραμέτρου τάξης $\langle \bar{q}_L q_R \rangle$, η οποία είναι 0 στην QGP φάση και μη μηδενική στην αδρονική φάση. Συνεπώς οι 2 φάσεις δεν μπορούν να συνδεθούν αναλυτικά και διαχωρίζονται από μια μετάβαση φάσης. Για $T = 0$ η μετάβαση αυτή είναι πιθανότατα 1ης τάξης, ενώ για $\mu = 0$ η μετάβαση είναι 2ης τάξης. Το σημείο όπου οι 2 γραμμές ενώνονται ορίζεται ως το τρικρίσιμο σημείο της QCD [10].

Συγκρίνοντας επίσης τα Σχήματα 2.3 και 2.4, παρατηρούμε ότι το κρίσιμο σημείο E μετακινείται προς τον άξονα $\mu = 0$ όσο ελαττώνεται η m_s . Στην πραγματικότητα το κρίσιμο σημείο αντιστοιχεί σε μη μηδενικές τιμές των T_E, μ_E , ενώ για μια κρίσιμη τιμή της μάζας του παράξενου κουαρκ m_s^{cr} θα έχουμε $\mu_E^{cr} = 0$.

2.3 Αριθμητική επίλυση

Είδαμε ότι οι αναλυτικές λύσεις της QCD είτε είναι εξαιρετικά δύσκολες είτε δεν υπάρχουν καν λόγω της ισχυρά μη-γραμμικής φύσης της ισχυρής αλληλεπίδρασης. Η διατύπωση της QCD σ' ένα διακριτοποιημένο χώρο (πλέγμα) εισάγει με φυσικό τρόπο ένα cutoff στην ορμή της τάξης $1/a$ (όπου a η απόσταση των σημείων του πλέγματος), το οποίο δρα ως παράμετρος εξομάλυνσης (regularization) της θεωρίας. Συνεπώς από μαθηματικής πλευράς η πλεγματική διατύπωση της QCD είναι καλώς ορισμένη. Ένα ιδιαίτερα ελκυστικό χαρακτηριστικό της πλεγματικής διατύπωσης είναι η ρητή αναλλοιωτότητα βαθμίδας που διαθέτει. Επίσης η διακριτοποίηση του χώρου προσφέρει τη δυνατότητα προσέγγισης των λύσεων της θεωρίας μέσω αριθμητικών υπολογισμών (Monte Carlo), δίνοντας πρόσβαση ακόμα και σε μη-διαταρακτικά φαινόμενα



ΣΧΗΜΑ 2.4: Διάγραμμα φάσης της QCD στην περίπτωση τριών κουάρκ με εκφυλισμένες (είτε μηδενικές είτε μικρές) μάζες.

(όπως ο εγκλωβισμός και το QGP), που δεν μπορούν να προβλεφθούν απ' τη θεωρία διαταραχών.

2.3.1 Γενική επισκόπηση

Για $\mu = 0$, οι υπολογισμοί στο πλέγμα είναι προσιτοί, καθώς μπορεί να προσδιοριστεί η καταστατική εξίσωση της QCD ως συνάρτηση της T . Παρόλα αυτά, για μη μηδενικό μ , που παρουσιάζει φυσικό ενδιαφέρον, παρουσιάζονται 2 σημαντικά προβλήματα που καθιστούν τους υπολογισμούς εξαιρετικά δύσκολους. Το πρώτο είναι το γνωστό πρόβλημα του προσήμου. Για $\mu = 0$ η εύκλειδεια δράση S_E που υπεισέρχεται στον ορισμό της συνάρτησης επιμερισμού της QCD [12]:

$$Z(T, \mu_B) = \int \mathcal{D}[Aqq^\dagger] e^{-S_E} \quad (2.1)$$

είναι θετικά ορισμένη και έτσι μπορούμε να περιοριστούμε σ' ένα σχετικά μικρό υποσύνολο διατάξεων των πεδίων τυχαία επιλεγμένων με στατιστικό βάρος e^{-S_E} , μέσω της διαδικασίας της δειγματοληψίας σπουδαιότητας (importance sampling). Για $\mu \neq 0$ η διαδικασία αυτή δεν μπορεί να εφαρμοστεί καθώς η δράση Monte Carlo S_{MC} είναι μιγαδική. Ολοκληρώνοντας ως προς τα πεδία των κουαρκς στη (2.1) παίρνουμε:

$$Z = \int \mathcal{D}A e^{-S_{YM}} \prod_q \det \mathbf{D} \equiv \int \mathcal{D}A e^{-S_{YM}}, \quad (2.2)$$

,όπου

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \sigma D - \mu_q & m_q \\ m_q & -\sigma^\dagger D - \mu_q \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

και $D = \partial_\mu - iA_\mu$. Απ' την (2.3), έχουμε για $\mu_q = 0$

$$\det \mathbf{D} = \det \left[(\sigma D)(\sigma D)^\dagger + m_q^2 \right] > 0 \quad (2.4)$$

Για $\mu_q \neq 0$ η ορίζουσα δεν είναι θετικά ορισμένη και συνεπώς είναι δύσκολο να ορίσει κανείς τις διατάξεις εκείνες που συνεισφέρουν περισσότερο στον υπολογισμό της συνάρτησης επιμερισμού. Το δεύτερο πρόβλημα είναι αυτό της αλληλοεπικάλυψης (overlap) και προκύπτει απ' τις διορθώσεις που απαιτούνται για να βρεθεί η σχέση των σημαντικών διατάξεων για $\mu = 0$ και $\mu \neq 0$. Η διαδικασία αυτή (reweighting) απαιτεί χρόνους που αποκλίνουν εκθετικά με τον όγκο του συστήματος.

Οι βασικές μέθοδοι που έχουν αναπτυχθεί για την αντιμετώπιση αυτών των προβλημάτων είναι η προσομοίωση σε πεπερασμένο φανταστικό μ κι η ανάπτυξη σε σειρά Taylor του μ_B γύρω απ' την τιμή $\mu = 0$ [1,12].

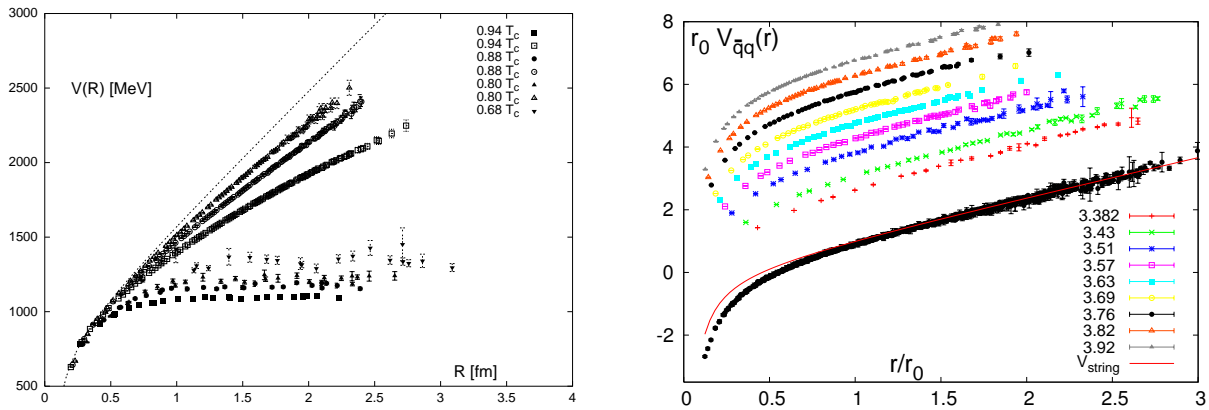
2.3.2 Αποτελέσματα απ' την QCD στο πλέγμα

Στην ενότητα αυτή θα παρουσιάσουμε κάποια αποτελέσματα απ' την επίλυση της QCD στο πλέγμα, κυρίως όσον αφορά στον υπολογισμό του στατικού δυναμικού $V_{\bar{q}q}(r)$ και της μελέτης της αποκατάστασης της χειραλικής συμμετρίας και του απεγκλωβισμού.

Το στατικό δυναμικό $V_{\bar{q}q}(r)$ υπολογίζεται στην πλεγματική QCD μέσω της συνάρτησης συσχέτισης του βρόγχου Polyakov:

$$\exp\left(-\frac{V_{\bar{q}q}(r, T)}{T}\right) = \langle \text{Tr} L_{\vec{x}} \text{Tr} L_{\vec{y}}^\dagger \rangle, \quad r = |\vec{x} - \vec{y}|, \quad (2.5)$$

όπου τα $L_{\vec{x}}$ και $L_{\vec{y}}^\dagger$ αναπαριστούν ένα στατικό ζεύγος κουαρκ-αντικουάρκ εντοπισμένων στα σημεία \vec{x} και \vec{y} αντίστοιχα. Σε μεγάλες αποστάσεις, η αναμενόμενη τιμή του βρόγχου Polyakov $\langle L \rangle$ αντανακλά τη συμπεριφορά του δυναμικού $V_{\bar{q}q}$. Το μέγεθος του $\langle L \rangle$ σηματοδοτεί τη μετάβαση στην απεγκλωβισμένη φάση. Στο Σχήμα 2.5 στα αριστερά παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του υπολογισμού του δυναμικού $V_{\bar{q}q}$ για την περίπτωση 2 βαριών κουαρκ, από αριθμητικούς υπολογισμούς στο πλέγμα που έγιναν με βάση την (2.5) [8]. Στα δεξιά παρουσιάζεται το δυναμικό $V_{\bar{q}q}$ για την περίπτωση $m_s \gg m_{u,d} \neq 0$ και για τιμές της πλεγματικής παραμέτρου ζεύξης $\beta \equiv 6/g^2$ που ανήκουν στο διάστημα [3.15, 4.08]. Οι τιμές έχουν κανονικοποιηθεί ταιριάζοντας τα διαφορετικά δυναμικά σε μεγάλες αποστάσεις ($r = 1.5r_0$) με μια κοινή τιμή που λαμβάνεται ίση με το δυναμικό της χορδής $V_{\text{string}} = -\pi/12r + \sigma r$ [13]. Παρατηρούμε ότι σε μεγάλες αποστάσεις το δυναμικό $V_{\bar{q}q}$ είναι της μορφής $V(r) = \sigma r$, πράγμα που μπορεί να εξηγήσει την εμφάνιση του φαινομένου του εγκλωβισμού (βλ. Ενότητα 1.3).



ΣΧΗΜΑ 2.5: Αριστερά: Το δυναμικό $V_{\bar{q}q}$ για $N_f = 2$ και $m/T = 0.15$ υπολογιζόμενο σε πλέγματα διάστασης $16^3 \times 4$ και $32^3 \times 4$. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε $T \cong 0$. Δεξιά: Το δυναμικό $V_{\bar{q}q}$ υπολογιζόμενο για διάφορες τιμές της παραμέτρου β και για $m_s \gg m_{u,d} \neq 0$. Η κατώτερη καμπύλη συνδυάζει όλα τα δυναμικά, ταιριάζοντάς τα με το δυναμικό της χορδής, όπως εξηγείται στο κείμενο.

Ένα εξίσου σημαντικό ερώτημα σε σχέση με την κρίσιμη συμπεριφορά της QCD είναι το αν η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας κι ο απεγκλωβισμός αποτελούν την ίδια μετάβαση φάσης. Στο ερώτημα αυτό

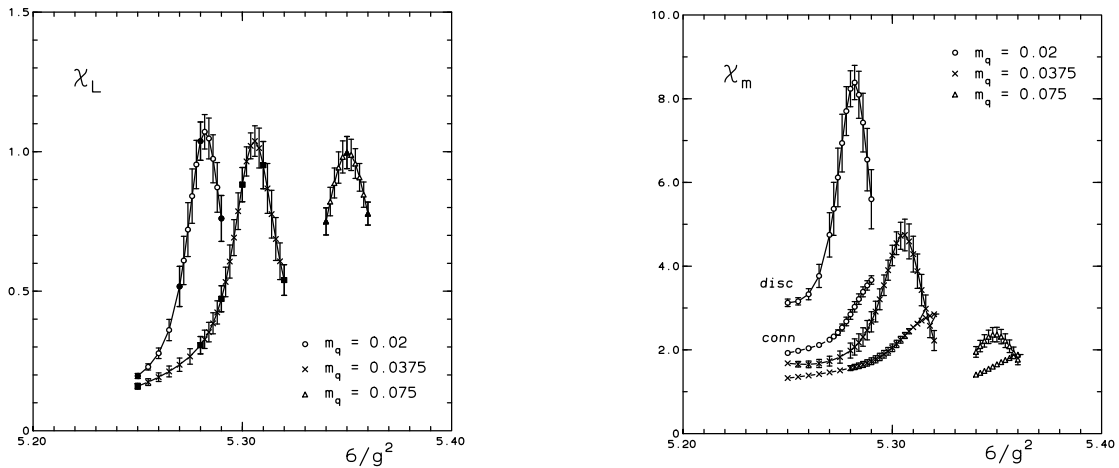
υπάρχουν αντικρουόμενες απαντήσεις. Υπάρχουν υποθέσεις [14] ότι ο απεγκλωβισμός των κουαρκς κι η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας αποτελούν δύο ξεχωριστές μεταβάσεις φάσεις που συνδέονται με δυο διαφορετικές χαρακτηριστικές κλίμακες της QCD. Γενικά επιχειρήματα σχετικά με τις εμπλεκόμενες κλίμακες της θεωρίας οδηγούν σε μια σχέση της μορφής $T_d \leq T_\chi$, όπου T_d η θερμοκρασία απεγκλωβισμού και T_χ η θερμοκρασία αποκατάστασης της χειραλικής συμμετρίας. Απ' την άλλη, υπολογισμοί στο πλέγμα υποδεικνύουν μια πιθανή σύμπτωση των T_χ και T_d . Συγκεκριμένα, θεωρώντας την επιδεικτικότητα του βρόγχου Polyakov

$$\chi_L = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2 \quad (2.6)$$

και τη χειραλική επιδεικτικότητα

$$\chi_m = \frac{\partial}{\partial m_q} \langle \bar{\psi}\psi \rangle \quad (2.7)$$

έχει δειχθεί [9], ότι η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας οδηγεί στην εμφάνιση ενός εξωτερικού πεδίου που προσανατολίζει το βρόγχο Polyakov και συνεπώς θραύει τη συμμετρία $Z_N \in SU(N)$. Έτσι ο απεγκλωβισμός κι η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας φαίνεται να συνιστούν μία μετάβαση φάσης. Αποτελέσματα απ' τον υπολογισμό των παρατηρήσιμων μεγεθών στις (2.6),(2.7), για την περίπτωση 2 ελαφρών κουαρκς φαίνονται στο Σχήμα 2.6.



ΣΧΗΜΑ 2.6: Επιδεικτικότητες του βρόγχου Polyakov και του χειραλικού συμπυκνώματος, υπολογισμένες για διάφορες τιμές του m_q και για $N_f = 2$.

Παρατηρούμε ότι οι κορυφές και στις δύο επιδεικτικότητες αντιστοιχούν στις ίδιες τιμές της πλεγματικής παραμέτρου ζεύξης β , πράγμα που υποδεικνύει ότι ο απεγκλωβισμός κι η αποκατάσταση της χειραλικής συμμετρίας συμβαίνουν στην ίδια θερμοκρασία.

2.4 Πειραματική προσέγγιση των μεταβάσεων φάσης

Οι θεωρητικές προβλέψεις για την ύπαρξη του τρικρίσιμου σημείου της QCD και της φάσης του QGP θα παρέμεναν σ' ένα καθαρά ακαδημαϊκό επίπεδο, αν δεν υπήρχε πειραματικός τρόπος να μελετήσουμε τις ιδιότητές τους. Η ύπαρξη των 2 αυτών χαρακτηριστικών περιοχών του διαγράμματος φάσης, μπορεί να γίνει αντιληπτή σε διάφορα πειράματα (κυρίως σύγκρουσης βαρέων ιόντων) μέσω των υπογραφών που περιγράφονται στην επόμενη ενότητα.

2.4.1 Υπογραφές του τρικρίσιμου σημείου και του QGP

Το τρικρίσιμο σημείο

Είδαμε στην Ενότητα 2.2.3, ότι η θέση του τρικρίσιμου σημείου εξαρτάται ισχυρά απ' το μ . Μεταβάλλοντας την ενέργεια του κέντρου μάζας (\sqrt{s}), μπορούμε να ελέγξουμε την τιμή του μ . Επιπλέον αν επιλέξουμε \sqrt{s} τέτοιο ώστε να βρισκόμαστε κοντά στο μ_c , μεταβάλλοντας την ακτίνα των συγκρουόμενων ιόντων μπορούμε να ελέγξουμε τη θερμοκρασία (μικραίνοντας το A , η θερμοκρασία ψήξης (freezeout) της πυρόσφαιρας πλησιάζει στην T_c). Ένας τρόπος να προσδιορίσουμε πειραματικά το τρικρίσιμο σημείο βασίζεται στο γεγονός ότι το τρικρίσιμο σημείο είναι μια γνήσια θερμοδυναμική ανωμαλία, στην οποία όλες οι επιδεικτικότητες πρέπει να αποκλίνουν. Οι παρατηρήσιμες ποσότητες θα πρέπει να μεταβάλλονται μη-μονότονα συναρτήσει του \sqrt{s} στη γειτονιά του τρικρίσιμου σημείου κι οι διάφορες υπογραφές πρέπει να ενδυναμώνονται καθώς πλησιάζουμε και στη συνέχεια να εξασθενούν καθώς απομακρυνόμαστε απ' το τρικρίσιμο σημείο [1, 11].

Το QGP

Για την πειραματική απόδειξη της ύπαρξης της φάσης του QGP έχουν προταθεί πολλές πειραματικές υπογραφές. Εδώ θα παρουσιάσουμε συνοπτικά τις πιο ελπιδοφόρες. Κατ' αρχήν, εφόσον τα ανιχνευτικά σήματα σχεδιάζονται έτσι ώστε να είναι ευαίσθητα σε συγκεκριμένες φυσικές ιδιότητες του QGP, οι θεωρητικές υπογραφές μπορούν να ταξινομηθούν γενικά σε 5 κατηγορίες [15]. I) υπογραφές της καταστατικής εξίσωσης, II) υπογραφές της αποκατάστασης της χειραλικής συμμετρίας, III) υπογραφές της συνάρτησης απόκρισης χρώματος, IV) υπογραφές της ηλεκτρομαγνητικής συνάρτησης απόκρισης και V) άλλες υπογραφές που δεν ταιριάζουν στο παραπάνω σχήμα.

I) Η βασική ιδέα πίσω απ' αυτού του είδους τις υπογραφές είναι η διαφοροποίηση της εξάρτησης διαφόρων θερμοδυναμικών παραμέτρων (όπως η ενεργειακή πυκνότητα ϵ , η πίεση P κι η εντροπία s) της υπέρπυκνης αδρονικής ύλης απ' τη θερμοκρασία T και το χημικό δυναμικό μ_B . Δεδομένης της ραγδαίας αύξησης των βαθμών ελευθερίας κατά τη μετάβαση στο QGP, αναμένεται μεγάλη αύξηση της ειδικής θερμότητας μέσα σ' ένα μικρό εύρος θερμοκρασιών. Τα πειραματικά μετρήσιμα μεγέθη που συνδέονται με τις μεταβλητές P, s, ϵ είναι κατανομή της εγκάρσιας ορμής σκληρών λεπτονίων (p_T), της κατανομής της ωκύτητας (rapidity) της αδρονικής πολλαπλότητας dN/dy και της εγκάρσιας ενέργειας dE_T/dy .

II) α) Οι υψηλές θερμοκρασίες που επικρατούν στις συγκρούσεις βαρέων ιόντων επιτρέπουν τη δημιουργία μεμονωμένων παράξενων κουαρκς, σε αντίθεση με τη συνήθη πυρηνική ύλη, όπου τα παράξενα κουαρκς βρίσκονται σε βαριά σωματάρια και συνεπώς είναι δύσκολο να δημιουργηθούν. Συνεπώς η αύξηση της πολλαπλότητας των παράξενων σωματιών θεωρείται μια ισχυρή υπογραφή της ύπαρξης του QGP. Μια τέτοια αύξηση της παραγωγής παράξενων σωματιών (ιδίως K και Λ υπερονίων) έχει ήδη παρατηρηθεί σε μια σειρά από πειράματα σύγκρουσης βαρέων ιόντων. Επιπλέον έχει παρατηρηθεί μια αύξηση στην παραγωγή αντιπαράξενων σωματιών όπως τα $\bar{\Lambda}, \bar{\Xi}, \bar{\Omega}$ υπερόνια. Η εξήγηση της παραγωγής τέτοιων αντιπαράξενων σωματιών απαιτεί διάφορους εξωτικούς μηχανισμούς για την περιγραφή της [15], ενώ εξηγείται αρκετά ικανοποιητικά, αν θεωρηθεί ως έναρξη της φάσης του QGP. β) Μια υποθετική δυνατότητα, για την οποία δεν υπάρχουν όμως ενδείξεις στα μέχρι τώρα πειράματα, είναι η δημιουργία αποπροσανατολισμένων χειραλικών συμπυκνωμάτων (Disoriented Chiral Condensates). Αυτά αντιστοιχούν σε σύμφωνες διεγέρσεις του πιονικού πεδίου (ανήκουν στην απλέτα ισοσπίν) που διασπώνται σε ουδέτερα και φορισμένα πιόνια.

III) α) Μια ακόμα ελπιδοφόρα πιθανότητα προσφέρει η υποβάθμιση του J/ψ σε σχέση με το υπόβαθρο Drell-Yan στις υψηλές ενέργειες. Το γεγονός αυτό μπορεί να εξηγηθεί αν θεωρήσουμε ότι δεν μπορεί να δημιουργηθεί δέσμιο σύστημα $\bar{c}c$ όταν το μήκος Debye $\lambda_D \approx 1/gT$ είναι μικρότερο απ' την ακτίνα του δέσμιου συστήματος $\langle r_{J/\psi}^2 \rangle^{1/2}$. Έτσι ένα ζεύγος $\bar{c}c$ παραγόμενο απ' τη σύντηξη 2 γκλουονίων σε συγκρουόμενους πυρήνες δεν μπορεί να δεμευτεί αν βρίσκεται στο εσωτερικό του QGP. Σημειώνουμε ότι οι διάφοροι μηχανισμοί (εκτός του QGP) που έχουν προταθεί για την ερμηνεία του φαινομένου, δε φαίνονται να δίνουν ικανοποιητικά ποσοτικά αποτελέσματα [7, 15]. β) Άλλη μια δυνατότητα εξερεύνησης της χρω-

ματικής δομής της QCD προσφέρει η μελέτη της διάδοσης γρήγορων παρτονίων (κουαρκς ή γκλουονίων) στις συγκρούσεις βαρέων ιόντων. Η απώλεια ενέργειας περιορίζεται σε πυκνά μέσα λόγω της υποβάθμισης της εκπομπής ακτινοβολίας (φαινόμενο Landau-Pomeranchuk). Συνεπώς περιμένουμε ότι το QGP θα έχει μεγαλύτερη διαφάνεια (transparency) απ' τη συνήθη αδρονική ύλη.

IV) Τα ζεύγη φωτονίων και λεπτονίων αποτελούν πολύ καθαρά σήματα της δημιουργίας QGP, καθώς αντίθετα με τα κουαρκς και τα γκλουόνια, αλληλεπιδρούν μόνο μέσω της ασθενέστερης ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης με την ύλη. Έτσι υπάρχει μεγαλύτερη πιθανότητα φωτόνια να αναδυθούν απ' την περιοχή αλληλεπίδρασης χωρίς να αλληλεπιδράσουν με ενδιάμεσες καταστάσεις και συνεπώς αναμένεται ότι θα αντανακλούν ευθέως τη θερμοδυναμική κατάσταση του QGP [7, 15].

V) Υπάρχουν γενικά επιχειρήματα υπέρ της ύπαρξης μετασταθούς ύλης κουαρκ, με υψηλή σύσταση από παράξενα κουαρκς. Διάφορα μοντέλα (όπως το πρότυπο της σακούλας του MIT) υποστηρίζουν ότι η παράξενη ύλη κουαρκ θα μπορούσε να παραμείνει μετασταθής σε συγκεκριμένη θερμοκρασία. Παρόλο που οι αστροφυσικές παρατηρήσεις θέτουν όρια στην ύπαρξη απόλυτα ευσταθούς παράξενης κουαρκ ύλης, δεν αποκλείεται η ύπαρξη μετασταθών σταγόνων (strangelets) παράξενης κουαρκ ύλης. Οι προβλέψεις αυτές είναι σημαντικές για τα πειράματα βαρέων ιόντων, όπου η παραγωγή παράξενων κουαρκς αυξάνεται σημαντικά, παρόλα αυτά, δεν υπάρχει πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης μιας τέτοιας κατάστασης της ύλης.

2.4.2 Πειραματικά αποτελέσματα

Η πειραματική μελέτη των μεταβάσεων φάσης στην QCD μπορεί να προσεγγιστεί πειραματικά κυρίως με 2 τρόπους. α) Πειράματα σύγκρουσης βαρέων ιόντων αναπαράγουν συνθήκες πολύ υψηλής θερμοκρασίας και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη χαρτογράφηση των περιοχών του διαγράμματος φάσης που αντιστοιχούν σε υψηλές θερμοκρασίες και μικρά μ_B . β) Αντίθετα, στο εσωτερικό των αστέρων νετρονίων θεωρείται ότι επικρατούν συνθήκες χαμηλής θερμοκρασίας κι υψηλής βαρυονικής πυκνότητας, οπότε οι αστροφυσικές παρατηρήσεις αστέρων νετρονίων μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη χαρτογράφηση των περιοχών χαμηλής θερμοκρασίας και μεγάλου μ_B . Οι πιο σημαντικές πειραματικές διατάξεις σύγκρουσης βαρέων ιόντων είναι οι παρακάτω. Το Relativistic Heavy Ion Collider στο Brookhaven National Laboratory της Νέας Υόρκης είναι αυτή τη στιγμή ο πιο ισχυρός επιταχυντής βαρέων ιόντων. Για συγκρούσεις Au+Au οι τυπικές τιμές της ενέργειας κέντρου μάζας είναι της τάξης των 200GeV. Για μια παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων του RHIC βλ. [16].

Το Super Proton Synchrotron του CERN στη Γενεύη είχε χρησιμοποιηθεί αρχικά για συγκρούσεις δεσμών πρωτονίων-αντιπρωτονίων. Αυτή τη στιγμή χρησιμοποιείται για να τροφοδοτεί δέσμες πρωτονίων ενέργειας της τάξης των 400GeV για πειράματα σταθερού στόχου (Compass, NA48). Για μια σύνοψη των αποτελεσμάτων των πειραμάτων σύγκρουσης ιόντων στο SPS βλ. [17].

Το Alternating Gradient Synchrotron στο Brookhaven National Laboratory ήταν ο προκάτοχος του RHIC, η λειτουργία του οποίου οδήγησε σε ιδιαίτερα σημαντικές ανακαλύψεις [18]. Σήμερα χρησιμοποιείται ως προ-επιταχυντής των δεσμών που εισέρχονται στο RHIC.

Το Facility for Antiproton and Ion Research του εργαστηρίου GSI στο Darmstadt. Οι βασικοί ερευνητικοί στόχοι του FAIR θα είναι: η εξερεύνηση του διαγράμματος φάσης της πυρηνικής ύλης μακριά απ' τις ευσταθείς περιοχές, η εξερεύνηση της δομής των αδρονίων και της φύσης της ισχυρής αλληλεπίδρασης, η εξερεύνηση της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης σε πολύ υψηλές ενέργειες. Για μια πιο εκτενή παρουσίαση των διατάξεων που χρησιμοποιεί και των προγραμματιζόμενων πειραμάτων βλ. [19].

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] E. N. Σαριδάκης, *Φαινόμενα Μακράν της Ισορροπίας στην Κβαντική Χρωμοδυναμική και την Κοσμολογία*, Διδακτορική Διατριβή, Αθήνα 2006
- [2] I. J. R. Aitchison, A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics, Vol. II*, Institute of Physics Publishing, (2004).
- [3] V. A. Miransky, *Dynamical Symmetry Breaking in Quantum Field Theories*, World Scientific, (1993).
- [4] Y. Makeenko, *Methods of Contemporary Gauge Theory*, Cambridge University Press, (2002).
- [5] J. Smit, *Introduction to Quantum Fields on a Lattice*, Cambridge University Press, (2002).
- [6] V. N. Gribov, Eur. Phys. J. **C10**, 91 (1999) [arXiv:hep-ph/9902279].
- [7] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, (1998).
- [8] F. Karsch, [arXiv:hep-lat/9903031v2].
- [9] S. Digal, E. Laermann, H. Satz, Eur. Phys. J. **C18**, 583 (2001).
- [10] M. A. Halasz, A. D. Jackson, R. E. Shrock, M. A. Stephanov, Phys. Rev. **D58**, 096007 (1998).
- [11] K. Rajagopal, Nucl.Phys. **A661**, 150 (1999) [arXiv:hep-ph/9908360].
- [12] M. A. Stephanov, PoS **LAT2006**, 024 (2006) [arXiv:hep-lat/0701002].
- [13] M. Cheng *et al*, Phys.Rev. **D77**, 014511 (2008) [arXiv:0710.0354v2 [hep-lat]].
- [14] E. V. Shuryak, Nucl.Phys. **A774**, 267 (2006) [arXiv:hep-ph/0510062].
- [15] B. Müller, Rep.Prog.Phys. **58**, 611 (1995).
- [16] C. A. Salgado *et al*, [arXiv:0710.2485 [physics.acc-ph]].
- [17] M. Gaździcki, J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. **30**, 161 (2004).
- [18] F. Wang, J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. **27**, 283 (2001).
- [19] W. F. Henning, J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. **34**, 551 (2007).