

DEMO 88/1 G

(Transford

Π	P	A	K	Т	I	K	A																
E	Λ	Λ	H	N	Ι	K	0	Y		Σ	Y	N	E	Δ	P	I	0	Y					
Φ	Y	Σ	I	K	Η	Σ		Y	Ψ	Η	Λ	Ω	N		E	N	E	P	Г	E	I	Ω	N
1	9	8	8																				

ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ 153 10 ΑΓΙΑ ΠΑΡΑΣΚΕΥΗ





ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΕΤΑΙΡΕΙΑ ΣΠΟΥΔΩΝ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΕΛΛΗΝΙΚΟΥ ΣΥΝΕΔΡΙΟΥ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ



Υπεύθυνος έκδοσης Ν. Δ. Τράκας

MA1021988



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πp	όλογοςΙ
θE	ΩPHTIKH
1.	Β. Γεωργαλάς:
	Ανω φράγμα για τη μάζα του top-quark σε υποδείγματα
	υπερβαρύτητας1
2.	Ν. Γκανούλης:
*	Υπεραγώγιμες κοσμικές χορδές 4
3.	Π. Δημητριάδης:
	Μελέτη του λόγου διμυονίων σε διασπάσεις bb με χρήση
	απλού προτύπου χωρίς Monte Carlo
4.	Κ. Φαράκος:
	Τετραδιάστατες θεωρίες βαθμίδας μέσω ελάττωσης διαστά-
	σεων σε χώρους πηλίκο11
5.	Ξ. Μαϊντάς:
	Αναλλοιότητα Kaller της Ν=1 κβαντικής υπερβαρύτητας16
6.	Κ. Γ. Παπαδόπουλος:
	Ορια στη μάζα δικουώρκ προερχόμενων από θεωρίες
	υπερχορδών
7.	λ. Παπατσήμπα:
	Αδρονοποίηση της ύλης κουώρκ
8.	Ν. Δ. Τράκας:
	Φαινομενολογία μοντέλων που εμπνέονται από υπερχορδές30
9.	Ν. Δ. Τράκας:
	Φαινομενολογία των νέων κουάρκς

10.	Μ. Ψλωράτος:	
	Εξελίξεις στην θεωρία των μεμβρανών	38
ΠEI	PAMATIKH	
11.	Α. Μαλτέζος:	
	Πείραμα ΝΑ 14	41
12.	Γ. Βασιλειάδης:	
	Πείραμα WA 85	46
13.	Γ. Βασιλειάδης:	
	Πείραμα WA 76	51
14.	Ε. Βήχου:	
	Μελέτη παραγωγής μαλακών φωτονίων σε αδρονικές	
	αλληλεπιδράσεις με το φασματόμετρο Ω του CERN	56
15.	θ. Γέραλης:	
	On-line προσδιορισμός του μήκους διάσπασης του Κ°	58
16.	Γ. Ευαγγέλου:	
	Αποτελέσματα του πειράματος UA 5 από αλληλεπιδράσεις	
	προτονίων και αντιπροτονίων ενέρχειας 200-900 GeV στο	
	κέντρο μάζας	63
17.	Ν. Μάνθος:	
	Παραγωγή παράξενων σωματίων σε αλληλεπιδράσεις pp	
	ενέργειας 200-900 GeV στο κέντρο μάζας	.67
18.	Α. Μάρκου:	
	Status του ανιχνευτή Forward-RICH στο πείραμα DELPHI	.69
19.	Π. Φ. Μπελτράν:	
	 10. ПЕІ 11. 12. 13. 14. 15. 16. 17. 18. 19. 	 Μ. Φλωράτος: Εξελίξεις στην θεωρία των μεμβρανών

Forward-RICH tests και μελέτη φυσικής Β μεσονίων.....72

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η Ελληνική Εταιρεία Σπουδών Φυσικής Υψηλών Ενεργειών διοργανώνει, από το 1984, κάθε χρόνο ένα Συνέδριο Φ. Υ. Ε., εναλλάξ διεθνές και Ελληνικό. Το 1988 ήταν η χρονιά του Ελληνικού Συνέδριου όπου σχεδόν όλες οι Ελληνικές ομάδες, θεωρητικές και πειραματικές, παρουσίασαν τη δουλειά τους. Θεωρήσαμε χρήσιμο να αρχίσουν να εκδίδονται Πρακτικά αυτού του ετήσιου Συνέδριου που θα βοηθήσουν στην καλύτερη ενημέρωση της κοινότητας των Ελλήνων επιστημόνων Φ. Υ. Ε. αλλά και στη προσπάθεια να καθιερωθεί το Συνέδριο αυτό σαν το κορυφαίο γεγονός της κοινότητας αυτής.

Για οικονομικούς λόγους αλλά και γιατί δεν θέλαμε να καθυστερήσουμε πιο πολύ την έκδοση των πρακτικών αυτών περιμένοντας πολυσέλιδες συνεισφορές από τους ομιλητές, ζητήσαμε μια εκτενή περίληψη κάθε ομιλίας και αποφασίσαμε την έκδοση μεσω του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος σαν preprint. Ελπίζουμε ότι για κάθε μελλοντικό Συνέδριο θα έχομε και μια καλυτέρευση στην έκδοση των Πρακτικών του.

Τελειώνοντας, αφού αναφέρομε ότι υπεύθυνοι της οργάνωσης του Συνέδριου ήταν οι Α. Βαγιάκη και Θ. Λαχανάς, θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε το ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος για την φιλοξενία του Συνέδριου και την έκδοση των Πρακτικών καθώς και τους ομιλητές για τη παρουσίαση της δουλειάς τους και τη συνεισφορά τους στα Πρακτικά.

Ανω φράγμα για τη μάζα του top-quark σε υποδείγματα υπερβαρύτητας.⁽¹¹⁾

1

Β.Γεωργαλάς, Κ.Παπαδόπουλος και Κ.Χίου-Λαχανά Τομέας Πυρηνικής-Στοιχειωδών Σωματ., Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Αθηνών.

Θεωρούμε υπόδειγμα N=1 υπερβαρυτικής θεωρίας στο οποίο η τοπική υπερσυμμετρία παραβιάζεται αυθόρμητα με υπερ-Higgs μηχανισμό.Στο "επιπεδο" όριο της παραπάνω θεωρίας σε κάποια ενεργειακή κλίμακα ενοποίησης M_x, M_x ≤ M_{PL}, η "ενεργός" θεωρία με συμμετρία βάθμισης SU(3)xSU(2)xU(1), χαρακτηρίζεται από κάποιο βαθμωτό δυναμικό της μορφής:

 $V_{orr} = \left| \frac{\partial F}{\partial z_{:}} + m_{3/2} z^{*}_{1} \right|^{2} + (A-3)m_{3/2}(f+f^{*}) + 1/2(D_{a}D^{a}),$

όπου z₁ οι βαθμωτές συνιστώσες των chiral υπερπεδίων.θεωρούμε ότι το υπερδυναμικό f έχει τη μορφή:

 $f = h_t H_{21} \varepsilon_{1j} \Omega_{j\alpha} V_{\alpha} + h_b H_{11} \varepsilon_{1j} \Omega_{j\alpha} D_{\alpha} + h_t H_{11} \varepsilon_{1j} L_j E +$

+m4 Η21ε13Η13. (ε13 το πλήρες αντισ.σύμβολο στις 2 διαστ.)

Το f περιλαμβάνει τα chiral υπερπεδία: Q(3,2,1/6), V°(3,1,-2/3), D°(3,1,1/3), L(1,2,-1/2), E°(1,1,1), H₂(1,2,1/2), H₁(1,2,-1/2), όπου στις παρενθέσεις σημειώνεται το τανυστικό περιεχόμενο των πεδίων ως προς την ομάδα βάθμισης SU(3)xSU(2)xU(1). Λόγω της επανακανονικοποίησης των παραμέτρων μάζας, σταθερών σύζευξης κ.τ.λ. το βαθμωτό δυναμικό V_{erf} έχει τη παρακάτω μορφή στις ενεργειακές κλίμακες q: m_w \leq q \leq M_x:

$$V = \left| \frac{\partial F}{\partial z_{i}} \right|^{2} + \frac{1}{2} (D_{a}D^{a}) + \frac{1}{m_{H_{i}}^{2}} H_{i} \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{m_{H_{i}}^{2}} H_{i} \right|^{2} + \frac{1}{m_{L}^{2}} L \right|^{2} + \frac{1}{2} L$$

 $+m_{E}^{2}\left[E^{c}\right]^{2}+m_{Q}^{2}\left[Q\right]^{2}+m_{V}^{2}\left[V^{c}\right]^{2}+m_{D}^{2}\left[D\right]^{2}+\{A_{V}m_{3/2}h_{t}H_{2}\varepsilon QV^{c}+$

 $+A_{D}m_{3/2}h_{B}H_{1}\epsilon QD^{c}+A_{L}m_{3/2}h_{f}H_{1}\epsilon LE^{c}+Bm_{3/2}m_{4}H_{2}\epsilon H_{1}+(h.c.) \}.$

Η εξασφάλιση της σταθερότητας του SU(3)xSU(2)xU(1) minimum στη κλίμακα Μ_x ως προς το minimum της διεύθυνσης:

 $Q_{1\alpha} = \delta_{21} \delta_{3\alpha} Q$, $V_{\alpha} = \delta_{3\alpha} V$, $H_{21} = \delta_{11} H_2$, $H_{11} = \delta_{21} H_1$, $D^{\circ} = L = E^{\circ} = 0$,

οδηγεί σε

άνω φράγμα για τη σταθερά



Σχημ.2. Επίτρεπόμενες περιοχές των Α.μ για δοσμενους άνω φραγμούς της μαζας του top-qaurk.(me)mex=100 GeV (συνεχής γραμμή) και (me)mex= -30GeV (διακεκομένη γραμμή).Η επιτρεπόμενη περιοχή για τις πασαμέτρους λ.μ είναι δεξιά (αριστερα) των γραμμών όταν λ<0 (λ>0).





Yukawa ht THC σύζευξης $h_t < J(A, \mu, g)$ μορφής: όπου g'η σταθερά σύζευξης βαθμίδος στο σημείο ενοποίησης Μχ και μ= =m4/m3/2.Το φράγμα αυτό σε συνδυασμό με τη me he σχέση: ga mw m ... άνω φράγμα οδηγεί OE για τη μάζα του top-quark mt. Αποτελέσματα φαίνον-

2

απαίτηση σταθερότητας του SU(3)xSU(2)xU(1) minimum ως προς το παραπάνω "λανθασμένο" mimimum, σε κάθε ενεργειακή κλίμακα Ω: mw < Q < Mx, οδηγεί εν γένει σε αυστηρότερους άνω φραγμούς για τη μάζα του top-quark όπως φαίνεται στο σχήμα-2 για συγκεκριμένες τιμές των

Α και μ. Τα συμπεράσματα από το παραπάνω υπόδειγμα έχουν ενδιαφέρον σε μια κατηγορία υποδειγμάτων χαμηλών ενεργειών,
 (Ω ≤ M_{PL}), που "εμπνέονται" από τη θεωρία των υπερχορδών.

3

[1] A.Chiou-Lahanas, B.C.Georgalas and C.G.Papadopoulos, Phys.Lett. 193B (1987) 55.

ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΕΣ ΚΟΣΜΙΚΕΣ ΧΟΡΔΕΣ

Ν. Γκανούλης Πολυτεχνική Σχολή Α.Π.Θ. 540 Ο6 ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ

Περίληψη : Μελετάται η αλληλεπίδραση μιας οικογένειας φερμιονίων με μία χορδή και αποδεικνύεται ότι μπορεί να υπάρχουν δέσμιες καταστάσεις με μηδενική ενέργεια που κάνουν την χορδή υπεραγώγιμη.

Οι χορδές είναι αντικείμενα με μία διάσταση πολύ μεγαλύτερη από τις άλλες δύο διαστάσεις και χαρακτηρίζονται από πεπερασμένη ενέργεια ανά μονάδα μήκους. Προβλέπονται σαν λύσεις ορισμένων κλασσικών εξισώσεων πεδίου με ευστάθεια που την εγγυάται συνήθως κάποιος τοπολογικός κβαντικός αριθμός που διατηρείται. Τέτοιες χορδές προκύπτουν κάτω από ορισμένες συνθήκες σε ενοποιημένες θεωρίες βαθμίδας που παρουσιάζουν αυθόρμητο σπάσιμο συμμετρίας και είναι δυνατόν να δημιουργήθηκαν στο σύμπαν, νωρίς στην ιστορία του, σε μια από τις διαδοχικές μετατροπές φάσης. Υπάρχει πρόσφατα μεγάλο ενδιαφέρον για τις κοσμικές χορδές και κυρίως για τον πιθανό ρόλο τους στη δημιουργία γαλαξιών.

Μέχρι στιγμής εθεωρείτο ότι οι (κοσμικές) χορδές αλληλεπιδρούν μόνο βαρυτικά. Ένα φαινόμενο όμως που κατανοήθηκε πρόσφατα, η υπεραγωγιμότητα των χορδών, δίνει τη δυνατότητα και για ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδρόσεις. Αυτό ανοίγει το δρόμο για νέες δυνατότητες παρατήρησης των χορδών σαν πηγές κοσμικής ακτινοβολίας και ακτινοβολίας σύγχροτρου καθώς και έναν νέο πιθανό ρόλο στην κοσμολογία.

Θα περιγράψουμε σύντομα πώς είναι δυνατόν να υπάρχουν φορείς φορτίου πάνω στην χορδή : αυτό γίνεται όταν υπάρχουν "παγιδευμένα" φερμιόνια. Δύο στοιχεία είναι απαραίτητα.

- α) Τα φερμιόνια αποκτούν μάζα από την αλληλεπίδραση τους με ένα βαθμωτό πεδίο Higgs (μέσω αλληλεπιδράσεων Yukawa).
- β) Το βαθμωτό πεδίο μεταβάλλεται σε φάση γύρω από τη χορδή. Αν θεωρήσουμε μια χορδή κατά μήκος του άξονα z, στην απλούστερη περίπτωση το βαθμωτό πεδίο Higgs είναι της μορφής : (σε κυλινδρικές συντεταγμένες),

 $\Phi(r,\phi,z) = f(r)e^{i\phi}$, f(0) = 0, $f(\infty) = m$ (1)

Το φερμιονικό μέρος της Λαγκρανζιανής γράφεται

$$L = \Psi_{L} i \mathscr{J} \Psi_{L} + \Psi_{R} i \mathscr{J} \Psi_{R} - \Psi_{L} \Psi_{R} \Phi - \Psi_{R} \Psi_{L} \Phi^{*} , \qquad (2)$$

όπου $v_5 \Psi_L = -\Psi_L$ και $v_5 \Psi_R = \Psi_R$. Οι αντίστοιχες εξισώσεις κίνησης (εξισώσεις Dirac) παίρνουν την εξής μορφή :

$$i\partial \psi_{l} = \Phi \psi_{R}$$
, $i\partial \psi_{R} = \Phi^{*} \psi_{L}$. (3)

5

Εύκολα αποδεικνύεται ότι υπάρχουν εγκάρσιες λύσεις με μηδενική ενέργεια της μορφής

$$\psi_{L}^{0}(r) = \eta \exp(-\int_{0}^{r} f(r') dr') ,$$

$$\psi_{R}^{0}(r) = -i\gamma^{1}\psi_{L}^{0} , \qquad (4)$$

όπου $Y_5 n = -n$, $\gamma^0 \gamma^3 n = n$, n ένας σταθερός spinor. Αυτές οι δέσμιες καταστάσεις (zero modes) μπορούν να κινηθούν κατά μήκος της χορδής : Οι εξισώσεις κίνησης (3) ισχύουν κι όταν πολλαπλασιασθούν οι εγκάρσιες λύσεις (4) με έναν όρο α(z,t), αρκεί να ικανοποιείται η παρακάτω σχέση,

$$\Psi_{L} = \alpha(z,t)\Psi_{L}^{0} , \quad \Psi_{R} = \alpha(z,t)\Psi_{R}^{0}$$

$$(\partial_{0} + \partial_{3}) \alpha(z,t) = 0.$$
(5)

Από την τελευταία σχέση προκύπτει ότι α = α(z-t) και επομένως η δέσμια κατάσταση μπορεί να κινηθεί προς αυξανόμενα z μόνον, με την ταχύτητα του φωτός. Αυτή η λύση λέγεται R-mover (διαδίδεται προς τα δεξιά) και τέτοιες λύσεις μπορούν να μεταφέρουν φορτίο πάνω στη χορδή (όταν τα φερμιόνια έχουν φορτίο). Το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας της χορδής στηρίζεται στην ύπαρξη τέτοιων λύσεων R-movers (ή L-movers).

Η δική μας συνεισφορά σε αυτό το θέμα περιορίζεται στη μελέτη ρεαλιστικών μοντέλων όπου μπορεί να έχουμε μια οικογένεια από η δεξιόστροφα και η αριστερόστροφα φερμιόνια που συζεύγνυνται με διάφορα βαθμωτά πεδία, των οποίων οι φάσεις μεταβάλλονται γύρω από τη χορδή. Η Λαγκρανζιανή του συστήματος είναι

$$L = \psi_{\alpha} i \partial \psi_{\alpha} + x_{\alpha} i \partial x_{\alpha} - x_{\alpha}^{M}{}_{\alpha\beta}\psi_{\beta} - \psi_{\alpha}^{M}{}_{\alpha\beta}^{+}x_{\beta} , \qquad (6)$$

α= 1,...,n.

Ο πίνακας μάζας Μ_{αβ} περιέχει όλα τα βαθμωτά πεδία και έχει τις εξής ιδιότητες.

α) Στο κενό (όταν δεν υπάρχουν χορδές) ή σε μεγάλη απόσταση (όταν έχου-

με μία χορδή) ο πίνακας Μ καθορίζει η Θετικές τιμές, τις μάζες των φερμιονίων.

β) Για μια χορδή κατά μήκος του άξονα z, ισχύει M_{αβ} = S_{αβ}(r)e^{iq_{αβ}φ}. Οι ακέραιοι αριθμοί q_{αβ} ικανοποιούν τη σχέση

$$q_{\alpha\beta} + \hat{q}_{\alpha} + q_{\beta} = 0, \qquad (7)$$

όπου \hat{q}_{α} και q_{β} είναι τα φορτία των φερμονίων \bar{x}_{α} και ψ_{β} σε σχέση με τον U(1) γεννήτορα της χορδής.

Για ένα τέτοιο σύστημα μελετήσαμε την ύπαρξη εγκάρσιων λύσεων R- και L- movers. Μερικά από τα αποτελέσματα μπορούν να διατυπωθούν απλά σε ένα Θεώρημα για το πλήθος των λύσεων (index theorem)

$$\# \text{ R-movers} - \# \text{ L-movers} = \frac{1}{2\pi i} \left[\ln \det M \right]_{\phi=0}^{\phi=2\pi}$$
(8)

Επίσης κάτω από πολύ γενικές συνθήκες είναι δυνατόν να λυθούν αναλυτικά οι εξιοώσεις Dirac και να προσδιοριστεί χωριστά το πλήθος R- (ή L-) λύσεων

$$\# \text{ R-movers} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\ell \\ \alpha = 1}}^{n} \theta(\ell + \hat{q}_{\alpha}) - \theta(\ell - q_{\alpha}) + \left| \sum_{\substack{\alpha \\ \alpha = 1}}^{n} \theta(\ell + \hat{q}_{\alpha}) - \theta(\ell - q_{\alpha}) \right|$$
(9)

(η συνάρτηση θ(x) ορίζεται για κάθε ακέραιο x, θ(x)=1 εάν x ≥ 0 , θ(x)=0 εάν x < 0). Έτσι το πλήθος των λύσεων προσδιορίζεται εντελώς εάν γνωρίζουμε τα φορτία q_a, \hat{q}_a . Συνεπώς για κάθε περίπτωση μπορούμε να βρούμε αν η χορδή είναι υπεραγώγιμη.

Σαν παράδειγμα εφαρμογής όλων των παραπάνω μελετήθηκε ένα σύστημα που προέρχεται από τη Θεωρία των υπερχορδών και επιδέχεται κοσμικές χορδές. Τα αποτελέσματα συμφωνούν με ειδικές περιπτώσεις που έχουν ήδη μελετηθεί.

- 1. A. Vilenkin, Phys.Rep. <u>121</u>, 263 (1985).
- 2. E. Witten, Nucl. Phys. <u>B249</u>, 557 (1985).
- 3. R. Jackiw and P.Rossi, Nucl. Phys. <u>B190</u>, 681 (1981).
- 4. N. Ganoulis and G. Lazarides : Preprint UT-STPD 4/87.

Μελέτη του λόγου διμυονίων σε διασπάσεις bb με χρήση απλού προτύπου χωρίς Monte-Carlo

Π. Δημητριάδης

Οι χύριοι σκόποι της μελέτης ζευγών μυανίων που προέρχονται από διασπάσεις κουάρκ- αντικουάρκ πυθμένα τα οποία παράγονται σε σκεδάσεις πρωτονίου-αντιπρωτονίου σε επιταχυντές συγρουομένων δεσμών συνοφίζονται σε:

α) Ελεγχο της ισχύος της Διαταρακτικής Κβαντικής Χρωμοδυναμικής για τη παραγωγή βαριών γέυσεων σε σχέση τόσο με τις ανώτερης τάξης διορθώσεις από εκπομπή ενδιάμεσων παρτονίων που προκύπτουν ανάλογες του λόγου Α/Μ, όσο και της δυνατότητας ανάπτυξης σε δυναμοσειρά ως προς τη σταθερά ζεύξης α_s(M) τείνουν στο μηδέν. B) Ελεγχο της αξιοπιστίας των ενεργών διατομών για νέα σωμάτια που προβλέπονται από υπερσυμμετρικές θεωρίες και υπερχορδές. γ) Μελέτη ανώτερης τάξης ασθενών αλληλεπιδράσεων μέσω της ανάμειξης των βαριών μεσονίων, $B^O < --->B^O$, που οδηγεί σε παραγωγή

Η ολική ενεργός διατομή για τη διαδικασία pp-->bb+X υπολογίσθηκε με χρήση των διαγραμάτων παραγωγής βαρειάς γεύσης gg--->bb και qq--->bb και τα αποτελέσματα απεικονίζονται στο σχήμα 1 οπου υπάρχει και το πειραματικό σημείο του UA1.



Προκειμένου να υπολογίσουμε τις συναρτήσεις θρυματισμού των βαριών κουάρκ σε μυόνια θεωρούμε το διάγραμμα του σχήματος 2 και υπολογίζουμε το τετράγωνο του αναχοίωτου πλάτους.



σχήμα 2

Προχύπτει ότι: 1

 $M^{2}=M^{2}B = \frac{1}{(P^{2}b-m^{2}b)^{2}+\Gamma^{2}tm^{2}b}M^{2}D}$

δηλαδή μια παραγοντοποιημένη μορφή για τη παραγωγή του κουάρκ που υπολογίζεται στα πλαίσια της Δ.Κ.Χ.Δ.,και την ημιλεπτονική διάσπαση του, (M²_D), σύμφωνα με το καθιερωμένο μοντέλο των Η-Σ αλληλεπιδράσεων. Θεωρώντας τη προσέγγιση στενού έυρους στη (1) και συγκρίνοντας με το μοντέλο παρτονίων προκύπτει αναλυτικά η συνάρτηση θρυμματισμού του κουάρκ b σε μυόνια

(1)

$$\frac{D\mu/b(z) = \frac{1}{\Gamma_{t}} \frac{dI}{dz}$$
(2)
$$\Gamma = \frac{(2\pi)^{3}}{2m_{b}} \int \frac{M^{2}}{D} \frac{d\Phi(p, p, p)}{c, \mu, \nu}$$
(3)

όπου

και

2E₁ z_i=---- Lor

Lorentz avalloiwto

Ε_Q+P_Q Εκτός από τις διασπάσεις πρώτης γενιάς υπάρχουν και οι διασπάσεις δεύτερης γενιάς b-> c-> μ⁻, b-> c-> μ⁺ που οι συναρτήσεις θρυμματισμού τους, αν θεωρήσουμε συγγραμμική εκπομπή, υπολογίζονται σύμφωνα με τη σχέση:

$$D_{\mu/D}(z) \int_{z\mu}^{1} \frac{dz}{z_{c}} D_{\mu/C}(z) D_{\mu/C}(z)$$
(4)

Απο τις (2) και (4) προκύπτουν τελικά οι εκφράσεις;

$$D_{\mu}^{+}/c(z) = \frac{1}{9} z^{2} (9 - 8z)$$
 (5.a)

$$D(1)_{\mu}^{-}/D(z) = \frac{1}{9} z^{2} (9 - 8z)$$
 (5.b)

 $D_{\mu}^{+}/b(z) - \frac{16r}{81} z^{2} [(27+16z)\ln(-1) - 42(1-z)]$ (5.c)

$$D^{(2)}\mu^{-}/D^{(2)} = \frac{3r}{81} z^{2} [(81+64z)\ln(\frac{1}{-z}) - 144(1-z)]$$
(5.d)

οπου r το πηλίχο των λόγων διαχλάδωσης του κουάρχ c προς το b που λαμβάνεται από τα πειραματικά δεδομένα. Οι συναρτήσεις θρυματισμού (5) δεν περιλαμβάνουν την επίδραση της αδρονοποίησης. Για να περιγράψουμε τη μεταβολή που προχαλείται από την απώλεια ενέργειας λαμβάνουμε:

$$D^{H}_{i}/Q(z) = \delta(z_{i} - \langle z_{Q} \rangle)$$
(6)

 $\mu \varepsilon \langle z_b \rangle = 0.8 \qquad \langle z_c \rangle = 0.6 \qquad \text{onore npoxumtet:} \\ D^H_{\mu/c}(z) = \frac{1}{\langle z_c \rangle} \qquad D_{\mu/c}(\frac{z}{\langle z_c \rangle}) \qquad (7.a)$

$$D^{H}_{\mu}/_{b}(z) = \frac{1}{\langle z_{b} \rangle} D_{\mu}/_{b}(\frac{z}{\langle z_{b} \rangle})$$
 (7.b)

$$D^{H(2)}\mu/b = \frac{1}{\langle z_{b} \rangle \langle z_{c} \rangle} D^{(2)}\mu/b(\frac{z}{\langle z_{b} \rangle \langle z_{c} \rangle})$$
(7.c)

Με επεξεργασία της κινηματικής παρτονίων για διασπάσεις βαριών κουάρκ σε αντίθετα ημισφαίρια και θεωρώντας συγγραμμική προσέγγιση για τα μυόνια που προέρχονται από βαριά κουάρκ τα οποία παράγονται κάθετα προς τις συγκρούσμενες δέσμες λαμβάνουμε την ενεργό διατομή των διμυονίων

$$\frac{d\sigma}{dp_{t1}} = 2p_{t1} \int_{z_{1}min}^{1} \frac{dz_{1}}{z^{2}_{1}} \frac{(1-\delta)^{3}}{(1+\delta)^{3}} \int_{z_{2}min}^{1} \frac{dz_{2}}{z_{2}}$$

$$x \sum_{\alpha,\beta} F_{\alpha/p}(x_{\alpha},Q^{2})F_{\beta/p}(x_{\alpha},Q^{2}) \xrightarrow{d\sigma^{\alpha\beta}(s,t)}{dt} D^{H}_{\mu/Q}(z_{1})$$

(9)

και τα όρια

οπου

3

 $\delta = \frac{z_1^2 m^2 Q}{4 p_{t1}^2}$

$$z_{1\min} = \frac{2 p_{t1}}{\sqrt{s}}$$
 (10, a)

 $z_{2\min} z_2 \frac{P_{t\min}}{P_{t1}}$ (10. b)

Στο σχήμα 3 συγκρίνουμε την θεωρητική μας πρόβλεψη για την απόλυτη ενεργό διατομή σε s =630 GeV με πρόσφατα δεδομένα μη απομονωμένων διμυονίων σε αντίθετες κατευθύνσεις από το UA1 . Χρησιμοποιούμε σταθερό Κ-παράγοντα με Κ=2,δυο σύνολα συναρτήσεων δομής και τιμών του Q² και η υψηλότερη (χαμηλότερη) πρόβλεψη 1 αντιστοιχεί σε EHLQ2 (1) και Q=---s (s).

Στο ίδιο σχήμα προβάλεται η πρόβλεψη μας για το Tevatron του

Fermilamb σε s=1800 GeV, Εξ αλλου στον παρακάτω πίνακα αναγράφουμε τα αποτελέσματα για τους λόγους διμυονίων για pp σε s=630 GeV λαμβάνοντας Ptmin=3 GeV τα οποία συγκρίνουμε με άλλα τα οποία λήφθηκαν μα χρήση μεθόδων Monte - Carlo.

Θέτουμε:	σ(όμοια) R ₁ =	σ(μυόνια από cc) Ra=	
	σ(ανόμοια)	σ(μυόνια από bb+cc)	

	<zb></zb>	<zc></zc>	Z	R ₁	R ₂	
	0.85	0.65	0.9	0.30	0.23	
	0, 80	0.60	0.8	0.23	0.19	
	0.75	0.55	0.7	0.17	0.15	
Barger et al				0.25	0.23	
Halzen et al				0.25	0.11	
ISAJET		1773 LL G G G G G G G G G G G G G G G G G G		0.26	0.10	
EUROJET	~			0.21	0.15	



Σχήμα 3

Τετραδιάστατες θεωρίες Βαθμίδας Μέσω Ελάττωσης Διαστάσεων σε Χώρους Πηλίκο

Γ. Ζουπάνος, Δ. Καπετανάκης, Γ. Κουτσούμπας, Κ. Φαράκος*

Ομάδα Θεωρητικής Φυσικής Τομέας Φυσικής Ε.Μ.Π. Αθήνα 113 63

Εισαχωχή

Πρόσφατα ένας αρκείτά δημοφιλής τρόπος χια τη λύση του παλιού προβλήματος της ενοποίησης όλων των αλληλεπιδράσεων είναι να 9εωρήσουμε ότι η ενοποίηση πραχματοποιείται σε περισσότερες από τέσσερεις διαστάσεις. Μια πρώτη τέτοιου είδους προσέχχιση ήταν η ιδέα ενοποίησης των Kaluza και Klein⁽¹⁾. Σύντομα όμως, έχινε σαφές ότι πρέπει να προστεθούν πεδία ύλης όπως πεδία Yang-Mills χια να έχουμε την δυνατότητα να πάρουμε chiral φερμιόνια στις τέσσερεις διαστάσεις⁽²⁾. Μια άλλη προσέχχιση είναι μέσω των υπερχορδών⁽³⁾. Η σπουδαιότερη ερώτηση που περιμένει σπάντηση σε όλες τις προσεχχίσεις του προβλήματος είναι η αναζήτηση της θεωρίας στις τέσσερεις διαστάσεις και ιδιαίτερα στις χαμηλές ενέρχειες. 'Αρα είναι σπουδαίο να προσδιορίσουμε ακριβώς τον τρόπο με τον οποίο η θεωρία ανάχεται από τις πολλές διαστάσεις στις τέσσερεις.

Ένας τρόπος ελάττωσης διαστάσεων είναι να απαιτήσουμε την ανεξαρτησία της Λαχκραζιανής των πεδίων από τις πρόσθετες διαστάσεις. Ένας φυσικός τρόπος χια να το πετύχουμε είναι να απαιτήσουμε η εξάρτηση των πεδίων από τις επιπλέον διαστάσεις να αναιρείται μέσω ενός μετασχηματισμού βαθμίδας. Έτσι μια αναλλοίωτη κάτω από μετασχηματισμούς βαθμίδας Λαχκρανζιανή είναι και αναλλοίωτη από τους μετασχηματισμούς στις επιπλέον διαστάσεις. Χρησιμοποιώντας αυτή τη μέθοδο, πάνω σε χώρους πηλίκου (C.S.D.R.) μπορούμε να προσδιορίσουμε ακριβώς την τετραδιάστατη ενερχό θεωρία.

Περιχραφή της μεθοδου ελάττωσης διαστάσεων σε χώρους πηλίκου (C.S.D.R.) ⁽⁴⁾

θα περιχράψουμε με Αίχα Αόχια το σχήμα ελάττωσης διαστάσεων χια μια καθαρή θεωρία βαθμίδας με ομάδα μετασχηματισμού G. Ο χωρόχρονος είναι μία πολλαπλότητα M η οποία είναι ευθύ χινόμενο :

*Παρουσιάσ9ηκε από τον Κ. Φαράκο

M=MaxS/R

όπου M₄ είναι ο τετραδιάστατος χωρόχρονος Minkowski και S/R είναι ένας συμπαχής χώρος πηλίκου. Ορίζουμε τα συμμετρικά πεδία βαθμίδας απαιτώντας η δράση της ομάδας S στο S/R να αναιρείται από έναν μετασχηματισμό βαθμίδας. Η τετραδιάστατη θεωρία έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά (1) Η ομάδα συμμετρίας την οποία συμβολίζουμε με H, είναι ο κεντρωτής (centralizer) στην ομάδα G της υποομάδας R της G. (2) Τα βαθμωτά πεδία όπως και το δυναμικό Higgs μπορούν να οριστούν ακριβώς. Το δυναμικό Higgs έχει τη μορφή:

 $V(\Phi)=(1/4g^2)K^{rr}K^{ss}Tr((f_{rst}\Phi_t-[\Phi_r,\Phi_s])(f_{r's't'}\Phi_{t'}-[\Phi_{r'},\Phi_{s'}]))$ όπου g είναι η σταθερά ζεύξης στις τέσσερεις διαστάσεις και $\Phi_s(x)$ είναι ένα βαθμωτό πεδίο που παίρνει τιμές στην άλχεβρα Lie της αρχικής ομάδας G και προκύπτει από τις επιπλέον συνιστώσες του πεδίου βαθμίδας A_a μετά την ελάττωση διαστάσεων.

Η προηχούμενη έκφραση χια το δυναμικό είναι μόνο τυπική χιατί τα πεδία Φ πρέπει να ικανοποιούν τους περιορισμούς:

 $[\Phi_r, \Phi_s] = f_{rst} \Phi_t$

όπου s παίρνει όλες τις τιμές αλλά ο δείκτης r είναι περιορισμένος στους χεννήτορες του R. Αυτοί οι περιορισμοί συνεπάχονται ότι κάποιες συνιστώσες των Φ είναι μηδέν, κάποιες είναι σταθερές ενώ κάποιες άλλες είναι τα πεδία Higgs που επιζούν στις τέσσερεις διαστάσεις. Τα πεδία βαθμίδας που χίνονται βαθμωτά στις τέσσερεις διαστάσεις, μετασχηματίζονται ως προς την R σαν ένα διάνυσμα, όπως προσδιορίζεται από την εμφύτευση του R στο S:

AdS=AdR+V

και **ν**=Σs_k όπου κάθε s_k είναι μία μη αναχώχιμη αναπαράσταση του **R**. Τότε τα ανεξάρτητα πεδία Higgs μπορούν να βρεθούν αναλύοντας την adjoint αναπαράσταση του **G** ως προς **R**:

$AdG=\Sigma(r_k,h_k)$

όπου r_k είναι μια μη αναχώχιμη αναπαράσταση του R και h_k είναι κάποια μη αναχώχιμη αναπαράσταση του H. Για κάθε ζεύχος (r_k , s_k) όπου r_k και s_k είναι ισοδύναμες αναπαραστάσεις υπάρχει ένα πεδίο βαθμίδας Higgs που ανήκει στην αναπαράσταση h_k . Οι κανόνες που δώσαμε αμέσως πριν, χια να βρούμε τα επιζώντα πεδία Higgs απορρέουν από τη Αύση των περιορισμών που ικανοποιούν τα πεδία Φ. Όταν το δυναμικό V(Φ) εκφραστεί ως προς τα επιζώντα ανεξάρτητα πεδία Higgs αυτό χίνεται ένα πολυώνυμο ως προς τα Higgs το οποίο είναι αναλλοίωτο ως προς την ομαδα H. Το ελάχιστο αυτού του δυναμικού ορίζει την αναμενόμενη τιμή στο κενό των πεδίων Higgs και την τελική ομάδα συμμετρίας K.

Προκειμένου να ενσωματώσουμε φερμιόνια σε αυτό το σχήμα πρέπει να προσθέσουμε τη Λαχκρανζιανή Dirac των φερμιονικών πεδίων στη Λαχκρανζιανή των πεδίων βαθμίδας. Απαιτούμε τότε η δράση της ομάδας **S** στα φερμιόνια να αναιρείται από έναν μετασχηματισμό βαθμίδας κι έναν tonikó μετασχηματισμό Lorentz στον εφαπτόμενο χώρο SO(N). Μετά την ελάττωση διαστάσεων στην τετραδιάστατη θεωρία τα φερμιόνια ανήκουν σε κάποια αναπαράσταση της ομαθας Η. Για να βρούμε τα φερμιόνια στις τέσσερεις διαστάσεις πρέπει να εμφυτεύσουμε την ομάδα R στην ομάδα Lorentz SO(N) του S/R με τέτοιο τρόπο ώστε η αναπαράσταση N της SO(N) να είναι N=v. Αναλύουμε την σπινοριακή αναπαράσταση σ της SO(N) σε αναλλοίωτες αναπαραστάσεις της R σ=Σσ_K και την αναπαράσταση F της ομάδας συμμετρίας G στην οποία ανήκουν τα φερμιόνια ως προς RxH_x (G=R_GxH) F=Σ(r_k,h_k). Για κάθε ζευχάρι (r_k, σ_k) όπου r_k και σ_k είναι ισοδύναμες μη αναχώχιμες αναπαραστάσεις, υπάρχει μία αναπαράσταση h_k των φερμιονικών πεδίων στην τετραδιάστατη θεωρία.

<u>Το καθιερωμένο πρότυπο⁽⁵⁾</u>

θα συζητήσουμε ένα μοντέλο βασισμένο στην ομάδα συμμετρίας E_B, στις δέκα διαστάσεις, με επιπλέον εξαδιάστατο χώρο πηλίκου τον S/R=SP₄/(SU₂xU₁)_{non-maximal} που οδηχεί μέσω του σχήματος **C.S.D.R**. στο καθιερωμένο πρότυπο SU_{3c}xSU_{2L}xU₁ με τρεις οικοχένειες φερμιονίων, το οποίο στην συνέχεια σπάει στην ομάδα συμμετρίας SU_{3c}xU_{1em}. Ας εξετάσουμε τώρα το μοντέλο με κάποιες λεπτομέρειες. Για να εμφυτεύσουμε το R=SU₂xU₁ στο E_B αναλύουμε το E_B κάτω από τη μέχιστη υποομάδα:

E80SU5xSU5

και το ένα από τα SU₅ ως προς τη μέχιστη υποομάδα: SU₅ \supset SU₃xSU₂xU₁ διαλέχουμε την SU₂xU₁ στην τελευταία ανάλυση σαν εικόνα του R στο E₈. Η ανάλυση της adjoint αναπαράστασης του E₈ ως προς SU₅xSU₃x(SU₂xU₁) είναι :

248 = [24,1 ; 1(0)]+[1,1 ; 1(0)]+[1,8 ; 1(0)]+[1,1 ; 3(0)]

+[1,3;2(5)]+[1,3*;2(-5)]+[(5,1;1(6)]+[5*,1;1(-6)]

+[5,3;1(-4)]+[5,3*;2(1)]+[5*,3*;1(4)]+[5*,3;2(-1)]

+[10,1;2(-3)]+[10,3;1(2)]+[10*,1;2(3)]+[10*,3*;1(-2)]

Η τετραδιάστατη ομάδα συμμετρίας είναι H=SU₅xSU₃. Από την άλλη μεριά, η ανάλυση της διανυσματικής αναπαράστασης **v** του SP₄/(SU₂xU₁)_{non-max} ως προς SU₂xU₁ είναι **v**=1₂+1₋₂+2₁+2₋₁ και της σπινοριακής είναι σ=1₂+1₀+2₋₁. Άρα, σύμφωνα με τους κανόνες που δώσαμε πριν, τα πεδία Higgs που επιζούν της τετραδιάστατης 9εωρίας βα9μίδας μετασχηματίζονται ως προς την H=SU₅xSU₃ σαν μία μιχαδική αναπαράσταση β=(5^{*},3) και μία μιχαδική αναπαράσταση δ=(10,3). Ενώ, εάν εφαρμόσουμε συνθήκες Weyl και Majorana στα φερμιόνια στις δέκα διαστάσεις, τα φερμιόνια που επιζούν στις τέσσερεις διαστάσεις μετασχηματίζονται σαν F₁=(5^{*},3), F₂=(10,3), F₃=(24,1) και F₄=(1,8). Τα

Higgs και φερμιόνια που επιζούν στις τέσσερεις διαστάσεις υποδεικνύουν ότι η ομάδα συμμετρίας SU5 9α πρέπει να χρησιμοποιη9εί σαν ομάδα συμμετρίας της ενοποιημένης θεωρίας, ενώ η SU- σαν μία δριζόντια συμμετρία. Τα πεδία Higgs που υπάρχουν δεν μας βοηθούν χια να σπάσουμε την SU5 σε SU3xSU2xU1, κάτι που 9α χινόταν π.χ. με ένα πεδίο Higgs στην αναπαράσταση (24,1). Αυτό το σπάσιμο χίνεται μέσω του βρόχου του Wilson (μηχανισμός Hosotani) όταν εφαρμοστεί στο C.S.D.R.⁽⁶⁾ Αντί του χώρου $B_0 = SP_4/(SU_2 \times U_1)_{non-max}$ χρησιμοποιούμε τον $B = B_0/Z_2$ όπου τα στοιχεία του Ζ2 αντιστοιχούν σε διακριτά στοιχεία του υπερφορτίου στην ομάδα συμμετρίας SU5. Εφόσον ο χώρος Bn είναι αναχώχιμος μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε δύο ακτίνες R1, R2 χια να περιχράψουμε τη δομή του εσωτερικού χώρου. Επομένως, η αναμενόμενη μέση τιμή των πεδίων Higgs <β>,<χ> εξαρτάται από την εκλοχή του λόχου των ακτίνων ρ=R1/R2. Έχουμε την ελευθερία να επιλέξουμε το ρώστε να πετύχουμε το σπάσιμο της ηλεκτρασθενούς θεωρίας SU2xU1 σε U1em στα 100GeV, και όχι στην περιοχή της συμπαχοποίησης των επιπλέον διαστάσεων.

θα περιχράψουμε πιο κάτω με λίχα λόχια την επίδραση του μηχανισμού Hosotani στο σπάσιμο της συμμετρίας βαθμίδας. Για μια θεωρία βαθμίδας G ορισμένη στο B=B₀/F όπου F είναι μια διακριτή ομάδα συμμετρίας χωρίς σταθερά σημεία του B_n, ορίζουμε χια κάθε gEF ένα στοιχείο $U_{\mathbf{q}} \in \mathbf{G}$ (ομομορφισμός της F στην G). Έστω T η ομομορφική υποομάδα των στοιχείων ${\rm U}_{\rm G}$ στην G. Η άσπαστη υποομάδα της G είναι ο κεντρωτής της Τ στην 6. Τα πεδία ύλης παραμένουν ελαφρά μετά το σπάσιμο εάν είναι αναλλοίωτα κάτω από τον συνδυασμένο μετασχηματισμό ως προς Τ και F - δηλαδή ένα πεδίο f παραμένει ελαφρύ εάν $(F+T) \circ f(x) = U_{g}f(g(x)) = f(x)$, onou $x \in B_{0}$, $g \in F$ kai $U_{g} \in T$. Sto suckerpluévo μοντέλο ταυτίζουμε τα στοιχεία U_{d} με τα στοιχεία της υποομάδας U_{1} που χεννιέται από το υπερφορτίο του SU₅ και ο τρόπος που μετασχηματίζονται τα διάφορα πεδία δίνεται στην αναφορά (5), έτσι η ομάδα συμμετρίας σπάει στην $H'=SU_{3c}xSU_{2L}xU_{1}x(SU_{3-hor})_{global}$ H=SU5XSU3-hor Σημειώνουμε ιδιαίτερα ότι η τοπική ομάδα SU3 στην Η δίνεται μία ολική ομάδα συμμετρίας SU3. Τα ελαφρά πεδία είναι: ένα μέρος των πεδίων Higgs β, δηλαδή το βα9μωτό πεδίο δ=(1,2(1),3) και τα φερμιόνια που προέρχονται από την ανάλυση των F1 και F2

 $F_1 \rightarrow A=(1,2,3) + B=(3^*,1,3)$

 $F_2 \rightarrow C{=}(1,1,3) + D{=}(3,2,3) + E{=}(3^*,1,3)$

ενώ δεν επιζεί καμία συνιστώσα του πεδίου Higgs χ. Αρα μένει άσπαστη από τον μηχανισμό Hosotani η ομάδα συμμετρίας (SU₃xSU₂xU₁)gauge

x(SU₃)_{global} και περιέχει σαν ελαφρά επιζώντα σωματίδια τα χνωστά φερμιόνια (quarks, leptons) και τρείς Higgs doublets που συνδέονται με την οριζόντια SU(3). Το δυναμικό Higgs έχει τώρα τη μορφή:

 $V_{4-dim} = (1/g^2) V(\delta, \rho) = (18+30\rho^4)/g^2 R_1^4$

+ $(2/R_1^2) (\rho^2 - 2)\delta^+ \delta_+ g^2 ((\delta^+ \delta)^2 + (1/20)\delta_{\alpha}^{\ a} \delta_{\delta}^{\ b} \delta_{\delta}^{\ c} b_{\ b}^{\ c})$

Από την μορφή του δυναμικού βλέπουμε ότι χια ρ</2 η συμμετρία συμμετρίας SU₂xU₁ σπάει στην U₁ του ηλεκτρομαχνητισμού. Απαιτώντας <δ>~100 GeV βρίσκουμε $p=\sqrt{2}+0(10^{-28})$ στο κλασικό επίπεδο. Έτσι μια φυσική εκλοχή χια το ρ είναι $p=\sqrt{2}$. Σε αυτήν την περίπτωση το αυθόρμητο σπάσιμο συμμετρίας προκαλείται από κβαντικές διορθώσεις οι οποίες δίνουν τη συνηθισμένη πρόβλεψη χια τη μάζα των σωματιδίων Higgs, περίπου 10GeV. Η πρόβλεψη του μοντέλου χια την τιμή του sin²θ_W αυξάνει κατά 0.003 λόχω της ύπαρξης τριών χενεών από σωματίδια Higgs, φέρνει δηλαδή την τιμή του sin²θ_W κοντύτερα στην πειραματικά μετρούμενη τιμή.

Αναφορές

- Th. Kaluza, Sitzungber. Preuss.Acad. Wiss. K1 (1921) 966;
 O. Klein, Z. Phys. 37 (1926) 895.
- 2) Z. Horvath, L. Palla, E. Cremmer and J. Scherk, Nucl.Phys. B127 (1977) 205.
- 3) M.B. Green, J.H. Schwarz and E. Witten "Superstring theory" Volumes Land II Cambridge Univ. Press (1987)
- 4) P. Forgacs and N.S. Manton, Comm.Math.Phys. 72 (1980) 15; E. Witten, Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 121; J. Harnad, S. Schnider and J. Tafel, Lett.Math.Phys.4 (1980) 41; N.S. Manton, Nucl.Phys. B193 (1981); G. Chapline and N.S. Manton, Nucl.Phys. B184 (1981) 391; K. Farakos et al. Nucl.Phys. B291 (1987) 128; Phys.Lett. B191 (1987) 135; G. Chapline and R. Slansky, Nucl.Phys. B209 (1982) 461; G. Chapline and B. Grossman, Phys.Lett. B143 (1984) 161; P. Forgacs and G. Zoupanos, Phys.Lett.B148 (1984)99; F.A. Bais et al., Nucl.Phys. B263 (1986)557; D. Lust and G.Zoupanos,Phys.Lett. B165 (1985) 309; K.J. Barnes et al. Z.Phys. C33(1987) 427;
- 5) K. Farakos, D. Kapetanakis, G. Koutsoumbas, G. Zoupanos, Nat. Tech. Univ. preprint NTUA-5/88
- 6) Y. Hosotani, Phys.Lett. B126 (1983) 309; B129 (1983) 193; E. Witten, Nucl. Phys. B258 (1985) 75; G. Zoupanos "Wilson flux breaking and CSDR" CERN preprint TH.4830/87; δεκτό χια δημοσίευση στο Phys.Lett B.

Αναλλοιότητα Kaller της Ν=1 κβαντικής υπερβαρύτητας

16

Α.Λαχανάς, Ξ.Μαιντας, Μ.Φλωράτος, Αικ.Χίου-Λαχανά

Η N=1 υπερβαρύτητα στις 4 διαστάσεις, αν και δεν είναι πλήρης σαν θεωρία μπορεί να θεωρηθεί σαν η ενεργός θεωρία μιας θεωρίας υπερχορδών για ενέργειες **Ε** 5 M_{planck}

Οπως είναι γνωστό η N=1 υπερβαρύτητα έχει μελετηθεί σε έκταση στο παρελθόν και έχει κατασκεβασθεί η συνάρτηση Lagrange της θεωρίας Στην εργασία αυτή ασχολούμαστε με μια ιδιότητα των παραπάνω θεωριών, την αναλλοιότητα Kahler, η οποία αποδεικνύουμε ότι παραμένει σαν συμμετρία και στη κβαντική θεωρία.

Η πιο γενική δράση, αναλλοίωτη σε τοπικούς υπερουμμετρικούς μετασχηματισμούς είναι

$$S = \int d^{4}x \mathcal{L} = \sum_{n,m} a_{nm} \int \mathcal{L}(\mathbb{Z}^{n} T(\mathbb{Z}^{m})) d^{4}x + \sum_{n} b_{n} \int \mathcal{L}(\mathbb{Z}^{n}) d^{4}x + (h.c)$$
(1)

drou $\Sigma = (z_s x_s h)$. H Spáon auth repléxel Súo authaiperes ouvapthoels two Bathweide resider z kal z*, $\varphi = \sum_{n,m} a_{nm} Z^n Z^n^n$ kal to urepSuvapikó $g = \sum_{n} b_m Z^m$ H telikh popph the despise repléxel tis Súo napanáve ouvapthoels, póro péoa and th ouvápthon $G = J - ln \frac{lg(z)l^2}{4} = 3 ln \left(-\frac{\varphi}{3}\right) - ln \frac{lg(z)l^2}{4}$

που ονομάζεται δυναμικό Kahler, τότε η θεωρία είναι αναλλοίωτη οτους μετασχηματισμούς z→f(z) και X^L → fzX^L (2) Στην κβαντική θεωρία, που εκφρόζεται από το ολοκλήρωμα διαδρομής

$$W = \int [D_{\mu}(f_{i})] S(G) S(S_{L,R}) S(L) e^{-S_{R} - S_{F,P}}$$
(3)

-

πρέπει να δείξουμε τη δομή Kahler και τη αναλλοιότητα στους μετασχηματισμούς (2) του μέτρου της ολοκλήρωσης καθώς και της δράσης SFP, που προέρχεται από τις συνθήκες βαθμίδας με το γνωστό τέχνασμα των Fadeev-Popov.

Συνθήκες βαθμίδας και S^{FF} : Υπάρχουν 3 συμμετρίες βαθμίδας, οι γενικοί μετασχηματισμοί συντετάγμένων (με 4 παραμέτρους), η τοπική υπερσυμμετρία (με 4 παραμέτρους) και οι τοπικοί μετασχηματισμοί Lorentz (με 6 παραμέτρους), συνεπώς χρειάζονται 14 συνθήκες βαθμίδας. Διαλέγουμε τις παρακάτω

$G_{N} = \partial_{\mu} \left(\sqrt{g_{N}} g_{\mu}^{\mu} \right) = 0$	(g.c.t.)	(4a)
$L_N = S_n^H e_{mH}^N - (m \ge n) = 0$	(1)	(4b)
$S_{\mu}^{\mu} = \chi_{\mu}^{\mu} \Psi_{\mu}^{\nu} = \chi_{\mu}^{\mu} \Psi_{\mu R}^{\mu} = 0$	(5)	(4c)

Ο δείκτης "Ν" χαρακτηρίζει τα πεδία μετά από μια σειρά μετασχηματισμών που φέρνουν τη συνάρτηση Lagrange της θεώρίας στη κανονική μορφή. Οι μετασχηματισμοί αυτοί είναι

 $e_{m\mu} = e^{i\theta} e^{m\mu}$ $\psi_{\mu L} = e^{i\theta} e^{i\theta} \left(\psi_{\mu L}^{N} - \chi_{\mu}^{N} \frac{\phi_{z}}{\phi} \chi_{R}^{N} \right)$ $\chi_{L} = e^{-i\theta} e^{-i\theta} \chi_{L}^{N}$ (5a)
(5b)
(5c)

Η απαλοιφή των βοηθητικών πεδίων σε συνδιασμό με τους παραπάνω μετασχηματισμούς κάνουν την κλασσική συνάρτηση Lagrange αναλλοίωτη στους μετασχηματισμούς Kahler.

Από τις συνθήκες βαθμίδας, εξισώσεις (4), οδηγούμαστε στη δράση S_{FP} = S^{get}_{FP} + S^L_{FP} + S^B_{FP} με το γνωστό τέχνασμα των Fadeev-Popov, εισάγοντας 3 τύπων ghosts και anti-ghosts, που είναι σε αγτιστοιχία με τις συνθήκες βαθμίδας.

2

CLIB CLI

(Σχέση αντιμετάθεσης)

Γενικούς Μετ. Συντ.

18

Cab, Cab
 Cab, Cab

$$L_{F,P} = -\sum_{b>a} \overline{C}^{ab} \{ S_{b}^{\mu} [e_{ab} \partial_{\mu} c^{2} + c^{2} \partial_{\lambda} e_{ab} + C_{ac} e_{\mu}^{c} - \overline{\Psi}_{\mu} Y_{a} c] e^{-t}$$

$$- (a \neq b) \}$$

$$(6b)$$

και από όρους της μόνο ο τελευταίος παραβιάζει τη δομή Kahler, λόγω του παράγοντα e^{-α}. Ωστόσο ο βρόγχος στον οποίο οδηγεί ο όρος αυτός δεν κλείνει, όπως δείχνει το διάγραμμα του σχήματος 1, γιατί το πεδίο c[']_{mb} δεν ενώνεται με άλλα πεδία φαντασμάτων παρά μόνο με το c_{mb}. Συνεπώς ο όρος αυτός δεν συνεισφέρει και επομένως δεν παραβιάζει την δομή Kahler.



Σχ. 1. Ο Βρόγχος που αντιστοιχεί στη κορυφή ε_{αυ}(Ψ_με). Οι όροι που παραμένουν οδηγούν στη συνεισφορά

 $L_{F,P.} = -\sum_{b>a} \overline{C}^{ab} \left\{ S_{b} \left[e_{ab}^{N} \partial_{\mu} c^{\lambda} + c^{\lambda} \partial_{\mu} e_{a\mu}^{N} + C_{am} e_{\mu\mu}^{N} \right] - (a \neq b) \right\}$ (7b) nou éxel th South Kahler, dhus kal ol Súo állol dool nou avtiotolxoùv otis Baθμίδες 4a kal 4c kal Sívovtal and tis hio kátu oxéoels.

$$L_{F.P.}^{g.c.t} = \bar{C}_{v} \partial_{\mu} \{ e_{\nu} E \partial_{\nu} c^{\dagger} g_{\nu}^{\lambda \nu} + \partial_{\nu} c^{\dagger} g_{\nu}^{\lambda \nu} - \frac{1}{2} \partial_{\nu} (e_{\nu} c^{\dagger} g_{\nu}^{\mu \nu}) + (\bar{c}_{\nu}^{\prime} \chi_{\nu}^{\mu} + \mu z^{\nu})] \}$$
(7a)

.....

$$\begin{split} L_{F,P}^{S} + L_{F,P}^{0nx} &= -2\bar{c}' \left[\mathcal{X}(e_{P}, \psi_{P}) + 2e^{-\frac{4}{2}} \right] c' + \frac{1}{2} \left(\mathcal{G}_{Z}^{2} \mathcal{J}_{P}^{Z} - h.c. \right) \bar{c}' \mathcal{K}_{P}^{F} \mathcal{X}_{S}^{S} c' \\ &- \frac{4}{3} \mathcal{G}_{ZZ}^{*} \left(\bar{c}' \mathcal{X}_{P}^{H} \mathcal{X}_{S}^{S} c' \right) \left(\bar{x}_{P} \mathcal{X}_{P}^{H} \mathcal{X}_{S}^{S} \mathcal{X}_{P} \right) \\ &+ \left[\left(\bar{c}_{c}' c_{R}' \mathcal{V}_{P}^{H} \mathcal{Y}_{S}^{T} c' \right) - \frac{1}{2} \left(\bar{c}' \mathcal{X}_{P}^{H} \mathcal{X}_{S}^{S} c' \right) \left(\bar{\psi}_{X}^{H} \mathcal{X}_{P}^{S} \mathcal{Y}_{S}^{T} \mathcal{Y}_{P} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{3} \left[I6 \left(\bar{c}_{c}' c_{R}' \right) \left(\bar{c}_{R}' c_{c}' \right) + \frac{1}{4} \left(\bar{c}' \mathcal{X}_{P}^{H} \mathcal{X}_{S}^{S} c' \right) \left(\bar{c}' \mathcal{X}_{P}^{H} \mathcal{X}_{S}^{S} c' \right) \right] \end{split}$$
(7c)

Οι '75,7ς είναι προφανώς αναλλοίωτες στους μετασχηματισμούς Kahler. Στην τελευταία εξίσωση (7c), περιλαμβάνεται και ο όρος Lauxer από την απαλοιφή των βοηθητικών πεδίων.

Μέτρο της ολοκλήρωσης: Αν κάνουμε τις ολοκληρώσεις ως προς βοηθητικά πεδιά στην εξ. (3) τότε ότι απομένει από το μέτρο και τις δ-συναρτήσεις των συνθηκών βαθμίδας γράφεται

 $[D_{\mu}]_{\mu} (det G_{ZZ}*) (det \phi)^{-3} \delta(G_{\mu}) \delta(L_{\mu}) \delta(S_{\mu})$ (8a) Οπου το μέτρο των μη-βοηθητικών πεδίων έχει τη μορφή $[D_{\mu}]_{\mu} = \prod_{i} [De^{k_{i}}_{fi}]$

(8b)

19

f* συμβολίζουμε όλα τα πεδία, συμπεριλαμβανομένων ME TO τωv ghosts και anti-ghosts, εκτός των βοηθητικών.

παράγοντας Κ* προσδιορίζεται έτσι ώστε το μέτρο \bigcirc $\tau n s$ ολοκλήρωσης να παραμένει αναλλοίωτο στους μετασχηματισμούς BRS. Μ τον τρόπο ο Fujikawa προσδιορίζει τις μεταβλητές αυτό ολοκληρώσεις εκ*f. για κάθε πεδίο f.>>. Μετά απ αυτή τη πορεία. που σαν τελευταίο βήμα είχε τον προσδιορισμό των παραγόντων. Κ*, το ολοκλήρωμα διαδρομής γράφεται:

$W = \int [D_{\mu}^{N}]_{no} (\det G_{ZZ^{n}}) \delta(G_{\mu}) \delta(L_{\mu}) \delta(S_{\mu}^{LR}) e^{-S_{quantum}}$ (9)

όπου η κβαντική δράση Squantum = Sei + SFP έχει την δομή Kahler. Η παρουσία της ορίζουσας (det ${\cal G}_{zz}$ *) $^{-1}$ στο ολοκλήρωμα, nou απορρέει από την συμμετρία BRS, είναι απαραίτητη στην

αναλλοιώτητα Kahler της κβαντικής θεωρίας, που σημαίνει αναλλοιότητα ως προς τους μετασχηματισμούς $z \longrightarrow f(z)$ και $\chi_{------}f_z \chi_{-----}f_z \chi_{-----}$ Πράγματι τότε το μέτρο $[D\mu^N]_{aux}^{no} (\det g_{zz}^{*)^{-1}}$ είναι αναλλοίωτο λόγω της ύπαρξης της ορίζουσας.

Αποδείξαμε ότι η κβαντική N=1 υπερβαρύτητα, που είναι συζευγμένη με την ύλη διατηρεί την αναλλοιότητα Kahler που ήταν ήδη γνωστή στο κλασσικό επίπεδο της θεωρίας. Καθοριστικό ρόλο έπαιξαν οι μετασχήματισμοί BRS για τον προσδιορισμό του μέτρου ολοκλήρωσης (μέτρο Fujikawa). Ετσι γίνεται σαφές ότι η αναλλοιότητα Kahler στο κβαντικό επίπεδο, είναι συμβιβαστή με την ύπαρξη μέτρου αναλλοίωτου στους μετασχήματισμούς BRS.

ANAOOPEZ

- E. Cremmer, B.Julia, J. Sherk, S. Ferrara, L. Girardello, and P. Van Nieuwenhuizen, Nucl. Phys. B147 (1979) 105
 E. Cremmer, S. Ferrara, L. Girardello and A. Van Proyen Nucl. Phys. B212 (1983) 413.
- 2) K. Fujikawa, Nucl. Phys. B226 (1983) 437 Nucl. Phys. B245 (1984) 436.

ΟΡΙΑ ΣΤΗ ΜΑΖΑ ΔΙΚΟΥΩΡΚ ΠΡΟΕΡΧΟΜΕΝΩΝ ΑΠΟ

ΘΕΩΡΙΕΣ ΥΠΕΡΧΟΡΔΩΝ*

Κ. Γ. Παπαδόπουλος, Πανεπιστήμιο Αθηνών

Στις θεωρίες υπερχορδών (Superstrings) εμφανίζεται η δυνατότητα ενοποίησης της βαρύτητας και των υπόλοιπων αλληλεπιδράσεων στα πλαίσια του ίδιου θεωρητικού σχήματος. Οι θεωρίες των χορδών βασίζονται στην ριζική τροποποίηση της εικόνας μας για τον χωρόχρονο και την σχέση του με την κβαντική θεωρία. Τα στοιχειώδη σωμάτια δεν θεωρούνται πλέον σημειακά: στην θέση των σημείων τοποθετείται ένα μονοδιάστατο αντικείμενο, η χορδή. Η δράση, κατ' αντιστοιχία δεν δίνεται απο το μήκος αλλά απο την επιφάνεια που σαρώνει η χορδή κατα την κίνηση της.

 $S = \int d^{2}\sigma \sqrt{g} \quad onov \quad g = (\dot{x} \cdot \dot{x}')^{2} - \dot{x}^{2} \dot{x}'^{2}$ $\dot{x}^{\mu} = \frac{\partial x^{\mu}}{\partial \tau} \qquad x' \quad \mu = \frac{\partial x^{\mu}}{\partial \sigma}$

Μια θεωρία χορδής μπορεί να είναι συνεπής με την κβάντική θεωρία μόνο όταν ο χωρόχρονος έχει D=26 διαστάσεις. Αντίστοιχα μια θεωρία υπερχορδής απαιτεί D=10. Αν κανείς θεωρήσει τις καταστάσεις μηδενικής μάζας του κβαντικού φάσματος, οδηγείται σε μια θεωρία υπερβαρύητητας (N=4) με ομαδα βαθμίδας την ομάδα Lie $E_8 & E_8$. Συμπαγοποιώντας τις "περιττές" D-4=6 διαστάσεις παίρνουμε μια θεωρία αντίστοιχη της N=1 υπερβαρύτητας συζευγμένης με πεδία Yang-Mills του E_6 και πεδία ύλης στη <u>27</u> αναπαράσταση του E_6 . Μετά και την αυθόρμητη παραβίαση του $E_6 \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ στα περισσότερα πρότυπα καταλήγουμε σε μια υπερσυμμετρική θεωρία με

υπερπεδίο	SU(3)	SU(2)	U(1)
D	3	1	-1/3
Dc	3	1	+1/3
vc	1	1	0

Το υπερδυναμικό ορίζεται ως:

 $f = \dots + QD^{c}L + De^{c}u^{c}$

+ QQD. + DCucdc

Για τιμές των μαζών των D, D^C << Mplank η συνύπαρξη και των 4 όρων στο υπερδυναμικό απαγορεύεται, αφου θα οδηγούσε σε ρυθμούς διάσπασης του πρωτόνιου σε ασυμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Κατα συνέπεια είτε το D θα είναι δι-κουώρκ (B=2/3, L=O) είτε θα είναι λεπτο-κουώρκ (B=1/3, L=1).

Παρακάτω θα μελετήσουμε όρια στην μάζα του D - θεωρούμενου ως δικουώρκ - απο πολλαπλή παραγωγή πιδάκων (jet) σε αδρονικούς επιταχυντές. Η ενεργός διατομή για την παραγωγή 4 jets θα δίνεται:

 $\sigma = \int dx_a dx_b \ G_{a/p}(x_a, Q) G_{b/p}(x_b, Q) d\hat{\sigma}_{ab}$

όπου d^ôab είναι η ενεργός διατομή ab→DD^C. Θεωρούμε υποδιαδικασίες όπου η Yukawa σταθερά ζεύξης δεν συμμετέχει: gg→DD^C qq→DD^C

και η συμμετοχή του D₁/2 θεωρείται αμελητέα, αφού m(D₁/2)→∞.Οι εκφράσεις για το τετράγωνο των πλατών είναι ίδιες με τις αντίστοιχες για παραγωγή βαθμωτών σκουώρχ, εκτός απο ένα παράγοντα 1/2, εξ'αιτίας της υπάρξεως N_g,D και 2N_g σκουώρκ όπου N_g είναι ο αριθμός των γενεών.

Το παραγόμενο D είναι on-shell και κατα συνέπεια διασπάται σε συνήθη κουώρκ: D→qq. Επειδή ο χώρος των φάσεων είναι 2διάστατος και το τετράγωνο του πλάτους ΙΜΙ² σταθερό, στον υπολογισμό της ενεργού διατομής συμμετέχει μόνο το branching ratio, που στην περίπτωση αυτή είναι ίσο με 1.

Το υπόστρωμα αυτής της αντίδρασης, προέρχεται χυρίως απο την συμμετοχή των γνωστών όρων της Κ.Χ.Δ. (QCD). Η συμμετοχή αυτή υπολογίζεται, με βάση τις ακριβείς εκφράσεις όλων των πλατών που περιέχουν 6 παρτόνια, στην προσέγγιση δένδρου.

Για να μπορέσουμε να συγκρίνουμε με πειραματικά δεδομένα, απαιτείται η τελική κατάσταση των 4-παρτονίων να προσομοιάζει πρός την πραγματική εικόνα των 4 πιδάκων. Για τον λόγο αυτό επιβάλλουμε τις κάτωθι τομές στον χώρο των φάσεων:

Er iet ≥ 15GeV

Iηliet ≤ 0.8 όπου η η rapidity,

ω_{ία, jo} 🔰 50° όπου ω η γωνιακή απόσταση δύο κουώρκ,

∑ Er ≥ 70GeV

iet

οι οποίες είναι σε θέση να απομονώσουν όλες τις γνωστές αποκλίσεις, που εμφανίζουν τα πλάτη, τα οποία υπολογιζονται με βάση την διαταρακτική Κ.Χ.Δ.

Στο σχήμα 1. δείχνουμε τις τιμές των ενεργών διατομών, ολοκληρωμένων σε όλο τον χώρο των φάσεων για παραγωγή 2,3,4 πιδάκων, καθώς και τις αντίστοιχες τιμές της συμμετοχής της Κ.Χ.Δ., για ενέργειες 630GeV και 2TeV.

Με σκοπό την πληρέστερη αξιοποίση της συμμετοχής των D ορίζουμε τον λόγο R= Δσ(DD) Δσ(QCD) . Ως Δσ θεωρούμε το ολοκλήρωμα

$$\Delta \sigma = \int dm_{14} \frac{d\sigma}{dm_{14}}$$

όπου m₁₄ είναι η αναλλοίωτος μάζα του συστήματος που αποτελείται απο τον ταχύτερο και τον βραδύτερο εκ των 4 πιδάκων. Για κινηματικούς λόγους στα γεγονότα που παρήχθηκε D, m₁₄=m_D. Η διακριτική ικανότητα στην μεταβλητη m₁₄ δίνεται απο την σχέση:

$\Delta m=0.29 [m(GeV)]^{3/4}$

Στο σχήμα 2. βλέπουμε την εξάρτηση του λόγου R απο την μάζα m_D. Απαιτώντας η συμμετοχή του σήματος να είναι μεγαλύτερη απο μια στατιστικά σημαντική τιμή

 $\Delta \sigma = N_{\sigma} \left[\frac{\Delta \sigma (QCD)}{L \text{ eff}} \right]^{1/2} \text{ onou } N_{\sigma} = 1.96 (95\% \text{ C.L.})$

(διακεκομένη γραμμή στο σχήμα 2.)

που εξαρτάται απο την luminosity L και την effectivness του ανιχνευτή, παίρνουμε ένα όριο στην μάζα του D της τάξης των 40GeV (√S=630GeV) το οποίο φτάνει και τα 80GeV για ενέργειες εως 2TeV.

* Η εργασία αύτη έγινε σε συνεργασία με τους καθ. Ε. Αργύρη και Σ. Βλασσόπουλο (Phys. Lett. B202(1988)425)



100 Fig. 2. (a) Four-jet spectrum with respect to the invariant mass

 m_{14} of the fastest and slowest jets, due to the process $pp \rightarrow (D_0 \rightarrow$ $\tilde{q}\bar{q}$) + ($\tilde{D}_0 \rightarrow qq$) + X, relative to the corresponding QCD spectrum, calculated with the UA2 conditions at $m_{14} = m_D$. The dashed curves mark the 90% confidence level under the conditions stated. (b) Same as in (a), calculated at CM energy $\sqrt{s}=2$ TeV.



Fig. 1. Jet cross sections due to the process $p \to (D_0 \to q \bar{q}) +$ $(\bar{D}_0 \rightarrow qq) + X \text{ at } \sqrt{s} = 0.63 \text{ (lower curves)}, 2 \text{ TeV (upper curves)},$ calculated with the UA2 cuts and jet definition. Also shown is the level of the QCD background calculated under identical conditions.

ΑΔΡΟΝΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΥΛΗΣ ΚΟΥΑΡΚ

17

Ένας μηχανισμός μετατροπής φάσης σε πειράματα μέ βαριά σχετικιστικά ιόντα.

Λ. ΠΑΠΑΤΣΙΜΠΑ

Σέ μια κεντρική σχετικιστική σύγκρουση δύο βαριών πυρήνων διακρίνονται δύο περιοχές στη ταχύτητα;

α) Η περιοχή θρυμματισμού στην οποία συντελούνται επανασκεδάσεις
 των θραυσμάτων των πυρήνων με αποτέλεσμα την θερμοποίηση της υλης
 και την εντονη παραγωγή βαρυονίων.

β) Η κεντρική περιοχή στην οποία δημιουργούνται ζεύγη κουαρκαντικουάρκ, κύρια από διέγερση του κενού, ενώ η βαρυονική πυκνότητα διατηρείται χαμηλή.

Το πλάσμα που δημιουργείται κατά τη σύγκρουση των πυρήνων θεωρούμε οτι εξελίσεται σαν ένα ρευστό σε δύο χωροχρονικές διαστάσεις (z,t) και οτι η μετατροπή φάσης που οδηγεί στη παραγωγή των τελικών αδρονίων πραγματοποιείται ενώ τα συστατικά του συστηματος βρίσκονται μεταξύ υπερβολών που καθορίζονται απο τις σχέσεις:

 $t^2 - z^2 / c^2 = \tau_c^2$ (1)

 $t^2 - z^2 / c^2 = \tau_h^2$ (2)

σε μιά περιοχή ταχύτητας Υ_C=2ln(--) που προσδιορίζεται απο την Τ_C

αρχή της αιτιότητας, οπου τ_h,τ_c οι ιδιόχρονοι που αντιστοιχούν στην εναρξη και ολοκλήρωση της παραγωγής των αδρονίων.Καθ' όλη τη διάρκεια της αδρονοποίησης η θερμοκρασία διατηρείται σταθερή και ίση με την κρίσιμη.



Σχήμα 1

Κατά την μελέτη της μετατροπής φάσης λαμβάνεται σαν παράμετρος dn -

τάξης του συστήματος η πυκνότητα στην ταχύτητα ---- η οποία dy συσχετίζεται στην με περιοχή θρυμματισμού με την βαρυονική πυκνότητα στη δε κεντρική περιοχή με το συμπύκνωμα «ΨΨ».

Στατιστική μηχανική του συστήματος

Η αδρονοποίηση του πλάσματος μελετάται στα πλαίσια EVÓC μονοδιάστατου παραγοντοποιημένου μοντέλου στο χώρο TNG ταχύτητας y. Αν θεωρήσουμε στι το σύστημα στην κρίσιμη περιοχή υπακούει σε βάθμιση Kadanoff στο θερμοδυναμικό όριο, που υποτίθεται πεπερασμένο, τότε περιγράφεται από τη συνάρτηση επιμερισμού:

$$Z_{n} = \frac{b}{2\pi^{1/2}} \frac{(n-1)}{Y_{c}^{3/2}} exp[-\frac{b^{2}}{4} \frac{(n-1)^{2}}{Y_{c}}]$$
(3)

Η παράμετρος b καθορίζεται από τα πειραματικά δεδομένα και προκύπτει δραστικά διαφορετική στις δύο περιοχές. Από την (3) προκύπτει η μεγάλη συνάρτηση επιμερισμού:

$$Q(z=1,Y_c)=\Sigma Z_n(Y_c)=\frac{-1/2Y_c=1/2}{b}$$
 yiá $Y_c \to \infty$ (4)

Στο ίδιο ασυμπτωτικό όριο η μέση πολλαπλότητα δίνεται από JI JYC

Η πυκνότητα στο χώρο της ταχύτητας ορίζεται από τη σχέση :

$$\rho_{n}(y,Y_{c})=Z_{n}^{-1}(Y_{c})\sum_{k=1}^{\Sigma}Z_{k}(Y_{c}/2+y)Z_{n-k+1}(Y_{c}/2-y)$$
(6)

 $Z_n(Y_c)$ Αν σταθμίσουμε αυτή την έκφραση με την πιθανότητα P_n=-----

 $Q(1, Y_C)$ και αθροίσουμε σε όλα τα η λαμβάνουμε την περιεκτική παραγοντοποιημένη πυκνότητα:

$$\rho(y, Y_{C} = Q^{-1}(i, Y_{C})Q(i, Y_{C}/2 + y)Q(i, Y_{C}/2 - y)$$
(7)

Παραγωγή Βαρυονίων στη περιοχή θρυματισμού

Από την αναλυτική μελέτη της (7) προκύπτει ότι κοντά στα άκρα της b YC -(+) ---- ŋ **ταχύτητας** y=+(-) ----ρ(γ, Υ) εμφανίζει ένα 2 6 3,16

pmax=---_b2 μέγιστο: (ne³)^{1/2}

Αν αυτό το μέγιστο ταυτισθή με την πυκνότητα της ψυχρής πυρηνικής ύλης προκύπτει : 6

$$b = (----)^{3/4} R_0^{-1} A^{-1/3} (2p_c \tau_h)^{-1/2} = b_f$$
 (8)

Για παράδειγμα σε συγκρούσεις $\rm P_{b}-P_{b}$ (A=208) και για $\rm \tau_{h}$ =3-10 $\rm f_{m}$ βρίσκουμε bf%0.062-0.034.

14.

Στο σχήμα 2 απεικονίζεται η πυκνότητα βαρυονίων (εξίσ.7) σαν συνάρτηση της ταχύτητας γ για b=0(10⁻²).Δύο οξέα μέγιστα σχηματίζονται στα άκρα ήδη σε τ=τ_c και στη συνέχεια απομακρύνονται ώστε σε τ≈τ_c να απέχουν απόσταση Υ_c,ενώ στην κεντρική περιοχή προβλέπεται πολύ μικρότερη σχετικά βαρυονική πυκνότητα.

Για Ρ_b-Ρ_b σε E_{cm}=20GeV/n και με b=0.03 προκύπτει:

3

$$P_{c} = \frac{1}{\pi R^{2} \tau_{b}} \frac{dn}{dy} = 1.5 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^{3}}$$

μέση πολλαπλότητα <n>B=106 και <PT>=2.2 GeV/n.Δηλαδή το μοντέλο προβλέπει τόσο υψηλή βαρυονική πολλαπλότητα όσο και μεγάλη εγκάρσια ορμή δηλαδή αναδεικνύει τα βασικά χαρακτηριστικά των ΚΕΝΤΑΥΡΩΝ των Κοσμικών Ακτίνων.

Επιπλέον η διατήρηση του βαρυονικού αριθμού δηλαδή η απαίτηση <n>_B < 2A σε μια κεντρική σύγκρουση όμοιων πυρήνων με μαζικό αριθμό Α απαιτεί Υ_C(4A²b²f/π.Αυτό σημαίνει ότι εάν η ενέργεια ανά νουκλεόνιο του παραγόμενου συστήματος υπερβεί την τιμή:

$E_{cm(max)} = m_N \exp(2A^2b^2_f/\pi)$ (9)

όπου m_N, η μάζα του νουκλεονίου, εξαφανίζονται τα γεγονότα με ασυνήθιστα μεγάλη βαρυονική πυκνότητα ενώ προκαλείται διέγερση του κενού.

Για συγκρούσεις Ρ_b-Ρ_b και για b=0.016 προκύπτει E_{cm(max)}=1TeV δηλαδη ενέργεια εργαστηρίου γύρω στα 1000 TeV πάνω από την οποία δεν παρατηρούνται Κένταυροι και στα πειράματα κοσμικών ακτίνων.



Fig. 1


Κεντρική Περιοχή

Στην κεντρική περιοχή παράγονται κυρίως ζεύγη κουάρκ-αντικουάρκ από διέγερση του κενού που οδηγούν στη δημιουργία μεσονίων.Υποθέτουμε στι τα μεσόνια παράγονται υπό μορφή σταγόνων μεγέθους Δ_c <1 που βρίσκονται σε μέση απόσταση δyli.Επειδή η βάθμιση Kadanoff έχει καθολική ισχύ το σύστημα των σταγόνων περιγράφεται πάλι από τις εξισώσεις (3)-(7) μόνο που η παράμετρος b λαμβάνει πολύ διαφορετικές τιμές.Επιπλέον προκειμένου να καθορίσουμε την κατανομή των μεσονίων υποθέτουμε στι μέσα σε μιά σταγόνα η μεσονική πυκνότητα συμπίπτει με αυτή των αρχικών γλουονίων dn /dyz2A(XG)₀ (Mueller) οπότε μέσω της (7) λαμβάνουμε

$\rho_{\text{meson}}(\mathbf{y}, \mathbf{Y}_{c}) = 2A(\mathbf{X}G)_{O} \Delta_{c} \rho(\mathbf{y}, \mathbf{Y}_{c})$ (10)

Για να αναδείξουμε το φυσικό περιεχόμενο της κατανομής (10) επεκτείνουμε την ισχύ της σε προηγούμενους χρόνους τ<τh και υποθετουμε οτι δημιουργείται αρχικά μία σταγόνα μεγέθους Δ_c <ί. Τότε μόνο ο πρώτος όρος n=2 της μεγάλης συνάρτησης επιμερισμού επίζει στην (10).Με την πάροδο του χρόνου για τ>τ_c exp(b² /3) η αρχική σταγόνα διασπάται σε δύο θυγατρικές που εμφανίζονται στις θέσεις $Y_{+(-)}(Y)_{=+(-)}Y(1-2b^2/3Y)^{1/2}/2$. Οταν η αδρονοποίηση ολοκληρώνεται για τ=τ_h η απόστασή τους θα είναι δ $y=y_{+}(Y_c)-y_{-}(Y_c)$

 $b = \{-\frac{y_{c}}{2} + \frac{y_{c}}{2} = (\frac{b_{y}}{y_{c}})^{2} \}^{1/2} = b_{c}$ (11)

Με Υ_C=4-6 ,όπως καθορίζεται από την αιτιότητα και δy=1 προκύπτει b≈2.3-3>>bf .

Η εξέλιξη των σταγόνων με το χρόνο παριστάνεται στο σχήμα 3



<u>ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΛΟΓΙΑ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΠΟΥ ΕΜΓΙΝΕΟΝΤΑΙ</u> ΑΠΟ ΤΙΣ ΥΠΕΡΧΟΡΔΕΣ

Ν. Δ. Τράκας Ομάδα Θεωρητικής Φυσικής Τομέας Φυσικής Ε. Μ. Π. 113 63 Αθήνα

1) ENA NEO MNOZONIO Z'.

Οι θεωρίες των υπερχορδών προκάλεσαν μια αναθέρμανση στο θέμα ύπαρξης ενός νέου διανυσματικού μποζονίου Ζ'. Κάνοντας μια πρώτη απλοϊκή προσέγγιση θεωρούμε ένα νέο Ζ'που αλληλεπιδρά με τα ε,μ $-i\gamma^{\mu}(x_{L}P_{L}+x_{R}P_{R}),$ τ με TOV ópo όπου $P_{L,R} = (1 \pm \gamma_{\rm S})/2$. και Χρησιμοποιώντας τον όρο αυτό υπολογίζουμε την ενεργό διατομή σ(e⁺e⁻-->μ⁺μ⁻) όπου εκτός του φωτόνιου και του γνωστού Ζ έχομε το νέο Ζ'. Την ενεργό διατομή σ την εκφράζουμε σα συνάρτηση και της μάζας M_z , του Ζ', του εύρους Γ_z , του Ζ'-->μ⁺μ⁻ καθώς και TIS γωνίας θ, όπου tan θ=x_/x_. Το ενδιαφέρον μέγεθος ειναι το δσ/σ, δηλαδή η ποσοστιαία μεταβολή της ενεργού διατομής από TNV πρότυπου. Αν θεωρήσουμε αντίστοιχη του καθιερωμένου ένα πειραματικό σφάλμα της τάξης του 10% στην ενεργό διατομή, θα ήταν ενδιαφέρον να δούμε για ποιές τιμές των (Mz., Γz.) η δσ/σ είναι μεγαλύτερη απο 10%, ή με άλλα λόγια ποιές τιμές των (Mz., Γz.) μπορούν να εξαιρεθούν αν τα πειραματικά δεδομένα συμφωνούν με τις του καθιερωμένου πρότυπου. Στο σχ.1, 01 προβλέψεις περιοχές αντιστοιχούν ακριβώς στη περίπτωση γραμμοσκιασμένες δσ/σ>10%, για κάθε γωνία θ. Τα δυο διαγράμματα αντιστοιχούν σε √s=0.5 και 2.0 TeV (1). Χρησιμοποιώντας κάποιο συγκεκριμένο μοντέλο (2), δηλαδή καθορίζοντας τα Χ. και Χ., παίρνομε το διάγραμμα του Σχ.2 που δείχνει ότι για Js=2 TeV, η μέτρηση της ενεργού διατομής μέ σφάλμα 10% μπορεί να δώσει ένα χαμηλό φράγμα για την Mz. γύρω στα 3-4 TeV.

περιγράψω με λίγα λόγια το συγκεκριμένο αυτό μοντέλο που θα αναφέρθηκε παραπάνω και που εμπνέεται από τις θεωρίες TWV υπερχορδών με ομάδα συμμετρίας ΕεχΕε. Στις χαμηλές ενέργειες, καταλήγουμε στην ομάδα SU(3)xSU(2)xU(1)xU(1)=, που σημαίνει ότι το αυθόρμητο σπάσιμο της συμμετρίας για κάνουμε Va όταν καταλήξουμε στην SU(3)xU(1) = θα έχουμε εκτός από τα W⁺, W⁻ και Z, ένα επιπλέον διανυσματικό μποζόνιο με μάζα, το Ζ' (από το και σπάσιμο της U(1)_E). Για να μπορέσουμε να δώσουμε μάζα σ' αυτά τα , χρειαζόμαστε περα από τα δυο Higgs Η και Η (στο σωματίδια υπερσυμμετρικό καθιερωμένο πρότυπο χρειαζόμαστε δυο Higgs) και ένα τρίτο πεδίο το Ν, που θα πάρουν αναμενόμενη τιμή στο κενό διάφορη του μηδενός: <Η>=ν, <Η>=ν και <Ν>=χ. Οι μάζες των Ζ και Ζ' δίνονται από τον τύπο

> $M_{z^*, z} = ((1+b) \pm \sqrt{(1-b)^2 + 4a}) M/2$ $a = (1/3) \sin \theta_w (4v^2 - \overline{v^2}) / (v^2 + \overline{v^2})$ $b = (1/9) \sin^2 \theta_w (25x^2 + 16v^2 + \overline{v^2}) / (v^2 + \overline{v^2})$

M=Mw /cos 0w.

Για χ-->∞,τότε Mz--->Μ και πέρνουμε το καθιερωμένο πρότυπο. Τα αποτελέσματά μας παρουσιάζονται στο επίπεδο (ν/ν, x/ν). Στο σχ.3 σχεδιάζουμε καμπύλες σταθερής ποσοστιαίας μεταβολής της σ, για √s=Mz(=93 GeV) και √s=180 GeV (3). Στη πρώτη περίπτωση έχομε μια σημαντική διαφορά, αν σκεφτούμε ότι στο LEP περιμένουμε ζεύγη μ+μ- και επομένως μια πολύ καλή στατιστική. Στη $O(10^{155})$ δεύτερη περίπτωση, √s=180 GeV, η διαφορά είναι πολύ μικρότερη και στατιστική θα είναι χειρότερη επίσης. Κάτι ανάλογο έχομε και n στον έλεγχο της ασυμμετρίας μπρος-πίσω (forward-backward asymmetry). Το σχ. 4 το παραθέτουμε για να γίνει πιο κατανοητή η περιοχή των παραμέτρων ν/ν και x/ν. Σ' αυτό σχεδιάζουμε καμπύλες σταθερής μάζας Mz. καθώς και της διαφοράς του sin² θω στο νέο μοντέλο από το καθιερωμένο (υπενθυμίζουμε τον ορισμό της γωνίας Weinberg από τις μάζες των W και Ζ και τη νέα μάζα που πέρνουμε για το κανονικό Ζ από τον τύπο που παραθέσαμε). Η διακεκομένη γραμμή δείχνει τα όρια από τα σημερινά πειραματικά δεδομένα.



Αναφορές.

(1) N. D. Tracas and P. Zerwas, Proc. Workshop on Physics at Future Accelarators, La Thuile and CERN 1987, ed. J. H. Mulvey, CERN report 87-07, Vol.II.

(2) J. Ellis et al., Nucl. Phys. B276(1986)14

(3) J. Ellis et al., Phys. Lett. B176(1986)203

2) H ASYMMETPIA ALE STON MONO TOY Z.

Η μέτρηση της ασυμμετρίας Α_{LE} (left-right asymmetry) σε γεγονότα e⁺e⁻->μ⁺μ⁻ πάνω στο πόλο του Ζ είναι ίσως η πιο ευαίσθητη για τον έλεγχο του καδιερωμένου προτύπου καθώς και τον εντοπισμό τυχόν νέας φυσικής πέρα από αυτό⁽¹⁾. Πολωμένες δέσμες έχει προγραμματισθεί να τοποθετηθούν στο SLC και υπάρχει τώρα μια πίεση-προσπάθεια να γίνει το ίδιο και στο LEP⁽²⁾.

Σ' αυτήν την ομιλία θα αναφερθώ στον υπολογισμό της A_{LR} , με κβαντικές διορθώσεις,³⁾ στα πλαίσια μιας υπερσυμμετρικής θεωρίας που εμπνέεται από τις υπερχορδές⁴⁴. Ο υπολογισμός της A_{LR} με διορθώσεις είχε ήδη γίνει⁴³, αλλά σε μη ρεαλιστικά μοντέλα (π.χ. mg_L ≠m_{ξL} αλλά m_{ξL} =m_{ξR}). Στους υπολογισμούς μας θεωρήσαμε διορθώσεις μόνο στον διαδότη του μποζονίου Ζ γιατί α)είναι οι ίδιες για όλες τις πιθανές τελικές καταστάσειςκαι β)οι άλλες διορθώσεις βάζουν και άλλες παραμέτρους των συγκεκριμένων μοντέλων.

Ο γενικός τύπος που δίνει τη μεταβολή δΑ_{LR} που οφείλεται στις διορθώσεις του διαδότη του Ζ από τους υπερσυμμετρικούς εταίρους των φερμιονίων είναι:

$$\begin{split} &\delta A_{LR} = -\frac{32\sin^2\theta_{w}}{(1+\xi^2)^2} \frac{\alpha}{\pi} \sum_{\text{gener.}} \left\{ \sum_{i} \theta(\hat{m}_{i}^2 - \frac{1}{4}) \left[T_{3i}(Q - T_3)_{i} - Q_{i}^2 \sin^2\theta_{w} \cos^2\theta_{w} \right] \\ &\times \left[\frac{5}{18} - \frac{4}{3} \hat{m}_{i}^2 - \frac{1}{6} \left(4\hat{m}_{i}^2 - 1 \right)^{3/2} \left(2 \arctan\sqrt{4\hat{m}_{i}^2 - 1} - \pi \right) \right] \\ &+ \sum_{i} \theta(\frac{1}{4} - \hat{m}_{i}^2) \left[T_{3i}(Q - T_3)_{i} - Q_{1}^2 \sin^2\theta_{w} \cos^2\theta_{w} \right] \left(\frac{5}{18} - \frac{4}{3} \hat{m}_{i}^2 - \frac{1}{6} \left(1 - 4\hat{m}_{i}^2 \right)^{3/2} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 4\hat{m}_{i}^2}}{1 - \sqrt{1 - 4\hat{m}_{i}^2}} \right) \\ &- \frac{1}{72} N_{c} \ln \frac{\hat{m}_{\tilde{u}_{L}}^2}{\hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2} + \frac{1}{24} \ln \frac{\hat{m}_{\tilde{v}_{L}}^2}{\hat{m}_{\tilde{e}_{L}}^2} - \frac{1}{6} \sin^2\theta_{w} \cos^2\theta_{w} \sum_{i} Q_{i}^2 \\ &+ \frac{1}{4} \left[N_{c} \left(\frac{\hat{m}_{\tilde{u}_{L}}^2 \hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2}{\hat{m}_{\tilde{u}_{L}}^2 - \hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2} \ln \frac{\hat{m}_{\tilde{u}_{L}}^2}{\hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2} - \frac{1}{2} \left(\hat{m}_{\tilde{u}_{L}}^2 + \hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2 \right) \right) + \frac{\hat{m}_{\tilde{v}_{L}}^2 \hat{m}_{\tilde{e}_{L}}^2}{\hat{m}_{\tilde{e}_{L}}^2} - \frac{1}{2} \left(\hat{m}_{\tilde{v}_{L}}^2 + \hat{m}_{\tilde{d}_{L}}^2 \right) \right] \right\}, \end{split}$$

όπου $N_{c}=3$, $\Sigma_{i}=N_{c}\Sigma_{i=q}+\Sigma_{i=1}$ και m,Q η μάζα και το φορτίο κάθε σωματιδίου. $T_{z}=\pm 1/2$, Ο για τα αριστερόστροφα (L) και δεξιόστροφα (R) σωματίδια. Τέλος $\xi=1-4\sin^{2}$ Θw.

Οι μάζες των υπερσυμμετρικών εταίρων των φερμιονίων δίνονται γενικά από τη σχέση

$$m^2 = m^2 + m^2_D$$

όπου m̃ προέρχεται από το ήπιο υπερσυμμετρικό σπάσιμο (soft supersymmetry breaking) και m_p προέρχεται από τους D-όρους του σπασίματος. Για το συγκεκριμένο μοντέλο οι m̃ και m_p δίνονται από τον πίνακα 1, όπου

$$F = (-10/3) \tan^2 \theta_{w} (1 - \overline{v^2}/v^2) (5x^2/v^2 - 4 - \overline{v^2}/v^2) / (1 + \overline{v^2}/v^2)$$

και m_{1/2} είναι η (παράμετρος-)μάζα του υπερσυμμετρικού εταίρου του μποζονίου βαθμίδας (gaugino). Τα ν,ν και χ ορίστηκαν στην ανάπτυξη του προηγούμενου θέματος.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

	m̃≈	m ² p'
	σε μονάδες m ² 1/2	σε μονάδες m ² w
Vı	0.50	(1+tan ² 0 _w)/2-F/60
~ e_	0.50	(-1+tan ² ⊖ _w)/2-F/60
ér:	0.14	$(-\tan^2 \Theta_w) + F/30$
ũ.	3.80	(1/2-tan ² 0 _w /6)+F/30
ã.	3.80	$(-1/2-\tan^2 \theta_w/6) + F/30$
~ Ure	3.50	$(2+\tan^2 \theta_w/3) + F/30$
ár	3.50	(tan² θ₀/3)-F/60

επίπεδο (ν/ν,χ/ν) σχεδιάζουμε τις καμπύλες για σταθερή Στο δΑ_{LR}=(1.5, 3.0,4.5 και 6.0)10⁻³ και m_{1/2}=100, 300 GeV 200 και (σχ. 1). Η πειραματική ακρίβεια για το δΑLR αναμένεται να είναι της τάξης του 3.10-3. Οι περιοχές πάνω από την παχειά καμπύλη είναι "αφύσικες περιοχές" με την έννοια ότι κάποιο σωματίδιο πέρνει, από τους τύπους μας, αρνητική μάζα. Δίπλα σ'αυτή τη καμπύλη η διαφορά μάζας για τα σωματίδια στην διπλέτα του SU(2) είναι μεγάλη με αποτέλεσμα να έχουμε μεγάλη τιμή της δΑικ. Οσο αυξάνεται το mirz τόσο και μεγαλύτερη γίνεται η δΑLR. Στο σχ. 1β έχουμε σχεδιάσει και την δΑια που οφείλεται στην ύπαρξη του νέου Ζ' και είναι ανεξάρτητη από την m_{1/2} (εστιγμένη καμπύλη). Βλέπουμε είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη διαφορά που ότι οφείλεται στις μάζες των υπερσυμμετρικών 🧃 και 1. Δηλαδή στο συγκεκριμένο μοντέλο με την δΆικ ελέγχουμε μάλλον την ύπαρξη του νέου Ζ' παρά των ζ και Ί. Τέλος η διακεκομένη καμπύλη αντιστοιχεί στα όρια μη παρατήρησης του Ζ' στα σημερινά πειραματικά δεδομένα.



Αναφορές.

(1) B. W. Lynn, M. E. Peskin and L. G. Stuart, in Physics at LEP, eds J.Ellis and R. Peccei, Report CERN 86-02, p.90.
(2) G. Alexander et al., Polarized e⁺ and e⁻ beams at LEP,

17

Report CERN/LE/87-6, LEPC/M81 (1987)

(3) J. Ellis, S. Rudaz and N. D. Tracas, Phys. Lett 192B(1987)453

(4) J. Ellis et al., Mod. Phys. Lett A1(1986)57, Nucl. Phys. B276(1986)14

ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΛΟΓΙΑ ΤΩΝ ΝΕΩΝ ΚΟΥΑΡΚΣ

Ν. Δ. Τράκας Ομάδα Θεωρητικής Φυσικής Τομέας Φυσικής Ε. Μ. Π. 113 63 Αθήνα

Ξεκινώντας από μια θεωρία υπερχορδών με ομάδα συμμετρίας Ε_ΦχΕ_Φ, πηγαίνουμε στην υποομάδα Ε₆ όπου παίρνουμε τη θεμελιώδη αναπαράσταση που είναι η <u>27</u>. Αυτή, κάτω από την SO(10) μετασχηματίζεται σαν 16+10+1 και κάτω από την SU(5) σαν (10+5+5)+(5+5)+1. Ετσι τα γνωστά πεδία μετασχηματίζονται κάτω από την SU(3)xSU(2)xU(1) σαν

 $Q(3,2,1/6), L(1,2,-1/2), U^{c}(3,1,-2/3)$

 $d^{c}(3,1,1/3), e^{c}(1,1,1), H(1,2,1/2)$

και $\overline{H}(1, 2, -1/1)$.

Αλλά έχομε και τα νέα πεδία

 $D(3, 1-1/3), D^{c}(3, 1, 1/3), N(1, 1, 0)$ kai $\sqrt{c}(1, 1, 0).$

Τα D βλέπουμε ότι είναι τριπλέτες κάτω από το SU(3), όπως τα κανονικά κουάρκς, αναλλοίωτα κάτω από το SU(2) και με υπερφορτίο ±1/3. Εχουν δηλαδή τα ίδια στοιχεία με τα d⁻ κουάρκς. Η περίπτωση μίξης των D και d κουάρκς, καθώς και των N και ν⁻ είναι πιθανή. Αλλά εμείς εδώ θα θεωρήσουμε ότι δεν συμβαίνει αυτό και υπάρχουν αρκετές δικαιολογίες για τον αποκλεισμό της μίξης αυτής ''

Στο υπερδυναμικό, οι όροι που περιέχουν τα D μαζί με τα λεπτόνια και τα άλλα κουάρκς είναι

> $f = \lambda_{G} DQQ + \lambda_{C} D^{C} u^{C} d^{C}$ + $\lambda_{L} D^{C} LQ + \lambda_{E} Du^{C} e^{C}$ + $\lambda_{N} D d^{C} V^{C}$

Οι όροι μόνο μιας από τις τρείς σειρές μπορεί να υπάρχει, για την αποφυγή γρήγορης διάσπασης του πρωτονίου καθώς και για να έχομε φυσικά μικρή μάζα σε Dirac νετρίνα. Επομένως βλέπουμε ότι τα D μπορούν να αλληλεπιδρούν με δυο κουάρκς (δικουάρκς) ή με κουάρκ και λεπτόνιο (λεπτοκουάρκ). Σε μια πρώτη προσέγγιση θεωρούμε ότι τα D και D^C έχουν την ίδια μάζα καθώς και όλες οι σταθερές Yukawa είναι ίδιες, λ, και παραμετρίζονται από τη σταθερά F=(λ²/4π)/α_{EM}.

Να σημειώσουμε ότι με το σύμβολο D εννοούμε το υπερπεδίο, όπου έχομε το σπιν-Ο D₀ και το σπιν-1/2 D_{1/2}. Στο σχ.1 βλέπουμε τις πιθανές διεργασίες παραγωγής των D₀ και D_{1/2} σε pp και ep. (2)

Για την απλή παραγωγή D_o (σχ.1α) σε pp η ενεργός διατομή βρίσκεται κάτω από το υπόβαθρο, ακόμα και για F=1, για √s=630 GeV και πιστεύουμε ότι το ίδιο θα συμβεί και σε μεγαλύτερους επιταχυντές. Αντίθετα η διεργασία ep φαίνεται ότι δίνει σ μεγαλύτερο του υπόβαθρου και για F πολύ μικρότερο του 1 (σχ.2).

Η παραγωγή ζεύγους D_o μοιάζει με τη παραγωγή ζεύγους σκουάρκς ενώ η παραγωγή ζεύγους D_{1/2} μοιάζει με τη

παραγωγή từ σε pp. Από τις πολλές πιθανές διεργασίες μελετήσαμε αυτές που παρουσιάζουν "έλλειμα ενέργειας", δηλαδή νετρίνο η φωτίνο στην τελική κατάσταση. Στο σχ.3α βλέπουμε την ενεργό διατομή σα συνάρτηση της μάζας του Do στη διεργασία pp-->DoDo-->(qv)(\overline{qv}). Οι οριζόντιες γραμμές γεγονότων αντιστοιχούν στο σύνολο των 700 nb⁻¹. Αρα παίρνουμε ένα κάτω όριο mo >60-70 GeV. Για $\sqrt{s=1600}$ GeV, αν θεωρήσουμε ίδια εθαισθησία, παίρνουμε mo >120-130 GeV (σχ.3β).

Ανάλογα διαγράμματα έχουμε και για τη παραγωγή ζεύγους $D_{1/2}$ Για Js=630 GeV έχουμε κάτω όρια m_b >50-80 GeV και για Js=1600 GeV m_b >120-150 GeV, με εξάρτηση από την διεργασία διάσπασης του $D_{1/2}$: $D_{1/2}$ -->qvγ, qqγ.

Η πιθανή ύπαρξη των D₀ μπορεί να επηρεάσει και τις διεργασίες pp-->1+1-+X και e^+e^- ->qq όταν τα D₀ συμπεριφέρονται σαν λεπτοκουάρκς και ανταλλάσονται στο κανάλι t⁽³⁾. Στον Πίνακα 1 βλέπουμε τα "όρια ανακάλυψης" του D₀ σε e^+e^- , για $\sqrt{s}=0.2$ και 3 TeV και για σταθερά σύζευξης $\lambda = 0.3$, 0.5 και 1.0. Στον Πίνακα 2 έχομε τα αντίστοιχα για την διεργασία pp-->1+1-+X.

Τέλος θα ήθελα να σημειώσω και την επίδραση των D_o σε φαινόμενα χαμηλής ενέργειας όπως $K^{\circ}(--)K^{\circ}$ και ο κανόνας του $\Delta I=1/2$ στις ασθενείς διασπάσεις⁽⁴⁾. Στην πρώτη περίπτψση η καλιτέρευση του λόγου ενίσχυσης της διεργασίας K-->2π με $\Delta I=1/2$, γενικά επηρεάζει τα μεγέθη ε και ε'. Η παρουσία του D° καταφέρνει, χωρίς να βγάλει τα ε και ε'/ε έξω από τα πειραματικά όρια, να δώσει μια μικρή ενίσχυση αλλά όχι ικανή για να εξηγήσει τον κανόνα του $\Delta I=1/2$ στα K. Οσον αφορά τις ασθενείς διασπάσεις των υπερονίων (⁵), ακόμα και με τις πιο ευνοϊκές συνθήκες, όπωσ m_D =200 GeV και η σταθερά $\lambda=0.3$, οι διορθώσεις δεν υπερβαίνουν τις αντίστοιχες κβαντοχρωμοδυναμικές πρώτης τάξης πάνω απο 20%.

P q Po q	P 9 D. (e	$\begin{array}{c} \begin{array}{c} P \\ \hline q \\ \hline q \\ \hline q \\ \hline \end{array} \begin{array}{c} P \\ \hline \end{array} \begin{array}{c} P \\ \hline q \\ \hline \end{array} \begin{array}{c} P \\ \hline \end{array} \end{array}$
φ ^γ (α.)	$(\beta) \Sigma \chi 1$	$\vec{\varphi}$ (γ)
	-//-	10 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1



Σχ.2



Πίνακας 1

\sqrt{s}	200 GeV	2 TeV
NLQ	m _{Do} (TcV)	m _{D0} (TeV)
0.3	< 0.5	< 6.0
0.5	< 0.9	< 9.0
1.0	< 1.8	< 20

П	ίνακας 2	
\sqrt{s} $[M_{l+l}-]$	range of m_{D_0} (TeV) for $\lambda_{LQ} = 1$	tange of λ_{LQ} for $m_{D_0} = 1 \text{ TeV}$
630 GeV (CERN) [175 GeV]	< 0.25	< 3.3
1.8 TeV (FNAL) [200 GeV]	< 0.30	< 2.9
17 TeV (LHC) [1 TeV]	< 1.35	< 0.8
40 TeV (SSC) [2 TeV]	< 1.60	< 0.75

Αναφορές.
(1) J. Ellis et al., Nucl. Phys. B276(1986)14.
(2) V. D. Angelopoulos et al., Nucl. Phys. B292(1987)59
(3) H. Dreiner et al., Mod. Phys. Lett. A3(1988)443
(4) E. Papantonopoulos, N. D. Tracas and G. Zoupanos,
Phys. Lett. 188B(1987)493
(5) K. D. Leontaris, N. D. Tracas and J. D. Vergados,
Phys. Lett. 193B(1987)335.

3Ŧ

E Equiser oring Ogwpion was MapuBponia

E.F. QAWpoicos Quarko Thúpo, Mausmanny iou Kpirems

Tepidnyn Opidias.

Tà radavenio, xporra únapya svenn Sparenpiorenza dio Copier un Demprerun, Quoruns Nyusier Grapparer Die in reparentinx anni preféren wie popsier. D Baonwirepon jogos given d'u in Dempion vier (u) avoreier) popsion mapis'yan in Bapienea noi airan io piùo grupes oragio dia più ouvanin inbarrance una Basirma non so onoro Siva pia MAMEpropision pinepa ous Rom S. - Exour vareau avaorest àpusit, Dempicist Toi Rooottaboir và MERTPHYOU to Thepa enpolitique piotra derivoriou, quarens nou gamage Bosons This interrepredention rokupier van Bapulluner Sundframe. H ottouSaia iSidente run Lampini, KopSin va Sivan Hettepaopisia " Horelfohard orin Dempir Starapartier (cotto by Timi and the En) *) Opidia voi amina avaluanan vin Françaian quannin Yundur Evepyenier, Innoudplos 1988.

J's shipingias views g'évous Eguquean des d'a ai xopSin siva furscoffision provosiascorea àvenueipenon quonuo goittoi aivar vo tipoottalluiosa navai va pranasa Jamplas avenanplever pis paralitaen Slaveour. Mia réserva Dempia aira vai ai Dempla vier priogoniuis noi étapor préprimie paperourie. répour mon îndefen sus marqueliroque pra'en publier un papilipanier. "Il pia Topis in aupan Dampias Thoi Siva es udnoro Spro un pagapoitapon Suratin N=1 UTAPBRRUMEA D=11 (avaloga più vo or n' xoposis Sivour 05 Hattoro 3000 this D=10 útique Bapúrare Os Siangopas popular? H Dempia Moi àxa aipadai wir inapprahlepavier Moraigean Se wapityan ein Opéile owneres ion Thei Xapanempi your the D=11 STIERBR. pirma wai "¿xa Saryon be og karona watagguju ruppingonoinon traci pia Sidocaon, Tapiska vis UNAP X00 847 1000 II (1).

"Il differ warqu'eleven wir strates due fouchin i diala occi kupitan Givan pria' ogsom trei Ondepxen processi

tis Dawpin wit orpanpinin puppeavier noi toi opion vier planar Siappappiarum vier Ocupión Yang-Mille, EZJX promporron i vias airent an alogía Broufig upressou avois prin 19/2000min O ampia V-M 59 4 MINKOWSKI SINDCADAN UNI 2. OCPMPINES orniv énoire voi TISEIR V.M Eirai arthé, ouraphiogus, Slanvaparius Masia, wan' 3%, Miranan pin algaber lei LieLSUCNII. H Madonni Dampia airi afri Joupes và bondhoan den palàren voi Nor oplou vier SUCN Y-M Dampion [3] Enviore pragnessing vin 25rabpa This supportion this upmorter properture properture VIÀ VÀ MITOPSOUME VÀ ANTANMOULES des Baorno Aprilantia. & Endproor upitinias Statedoras sti Orupid & ÖXI E4J. AFOLIN EXOUPS BEN Wahogias più els Y-M Dawelius 2000 di que à ards conofogiuas cous islorares E5J. Biblioneaneiri . Bibliospania. E11 TT.Y. M.J. Duff, " Supermembranes: The first fifteen weeks". CERN propert - TH. 4797/87 EZJ.J. Hoppe, MIT, Ph. P. Thesh (1982) [3] E. Floratos, G. Tiktopoulos, J. Iliopoulos : Nous in progness [4] E.Florata, J. Iliopoula, Phys. Lett. 201B (IBER) 737 E53 B. Biran, E. Florados G. Savuidy, Th. Lett 198B (1987) 329

NA 14

Πειραμα Φωτοπαραγωγης CHARM

Napousiaon : A.HANTEZOS

Topéas Puriuus. E.H. N.

NA-14

Σκληρη σκεδαση φωτονιου κατα την αλληλεπιδραση του με θεμελιωδη συστατικα των νουκλεονιων. Παρατηρηση σωματιδιων με μεγαλες εγκαρσιες ορμες στις τελικες καταστασεις.

NA-14/2

Φωτοπαραγωγη σωματιδιων με κβαντικο αριθμο CHARM.

Σκοπος

- 1. Φασματοσκοπια D°, D±, D_±,Λ_ κ.λ.π.
- 2. Μετρηση χρονων ζωης.

3. Μηχανισμοι παραγωγης.







Το φασματοσκοπιο ΝΑ-14/2 αποτελειται:

Απο δυο μαγνητες και ενα συστημο 71 συνολικα επιπεδων MWPC, για την ανακατασκευη των φορτισμενων τροχιων.

των ψυριτομένων τροχτατικά θερμιδομέτρα για Από τρια πλέκτρομαγνητικά θερμιδομέτρα για την ανακατασκέυη των ουδετέρων τροχιών. Από δυο απαριθμητές Cerenkov για την αναγνωριση του είδους του φορτισμένου σωματι-

διου. Επειδη για την φασματοσκοπια σωματιδιων charm τον πιο σημαντικό ρόλο παιδεί ο υπολογισμός της κορυφής της αντιδράσης (πρωτευουσας και δευτερευουσας), κατασκευαστηκε ο ανιχνευτής κορυφής της αντιδράσης, ο όποιος βρισκεται τοποθετήμενος μέσα στον πρωτό μαγνητή και αποτελείται από δυό μέρη: Ο ένεργος στόχος πυριτιού (Active Target). Ο ανιχνευτής μικροταινιών ευρέσης κόρυφης της αντιδράσης (μ-Strip Vertex Detector).



Ο ανιχνευτης C1 (Cerenkov ΟΔΥΣΣΕΑΣ), κατασκευαστηκε από το εργαστηριό ΦΥΣΙΚΗΣ ΙΙ του ΕΜΠ, και βρισκεται τοποθετημένος στο εσωτερικό του δευτερου μαγνητή. Εξ' αιτίας του υψηλού μαγνητικού πεδιού, χρειαστηκε να κατασκεύαστει ένα συνθετό συστημα θωρακισής των φωτοπολλαπλασιαστών.



Το αποτελεσμα αυτης της εργασιας πταν θετικο, αν συγκρινει κανεις τα φασματα απο την βαθνονομιση του C1 χωρις μαγνητικο πεδιο και με μαγνητικο πεδιο.



Ετσι με την χρηση των C1 και C2 και με χρηση freon-12 στον C1, η διαμορφωση των κατωφλιων για την αναγνωριση των τριων ειδων φορτισμενων σωματιδιων,για τους δυο απαριθμητες φαινεται στο παραπανω σχημα. Για τον C1 η συνεχομενη γραμμη, ενω για τον C2 η διακεκομμενη γραμμη.

42



Ενα τεστ που εγινε για την καλη λειτουργια τού C1, εδωσε ενα ικανοποιητικο σημα φ απο την διασπαση Κ*Κ-.

Ειδικα για την "κρισιμη περιοχη ορμων κατω απο 6.5 GeV, πηραμε ενα επισης ικανοποιητικο σημα φ, επεκτεινοντας μ'αυτον τον τροπο την ανιχνευτικη ικανοτητα του φασματοσκοπιου.









KTTT mass spectrum with $\Delta x > 1.5$ mm (active target filter).



Σχετικά με την ανακατασκευη της κορυφης της αντιδράσης, και οι δυο συσκευες λειτουργησαν ικανοποιητικά. Ετσι στο πρώτο σχημα βλεπουμε με καλη ακριβεια μια δευτερευουσά κορυφη αντιδράσης απο την μεταβολη της πολλαπλοτητάς φορτιού στον ενεργό στόχο.

Επισης το ιδιο καλα ο ανιχνευτης μικροταινιων υπολογιζει την πρωτευουσα και δευτερευουσα κορυφη της αντιδρασης, οπως φεινεται σε ενα γεγονος D+ και σε ενα γεγονος D_w+.







 ϕ = mass spectrum with $\tau > 3.5 \times 10^{-13}$ s ('KK' filter).

δικασια γ-gluon fusion.



pK= mass spectrum with Ax > 1.5 mm ('pK' filter).

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ



D-meson transverse-momentum distribution.

Βρεθηκε ενας σημαντικός αριθμός σωματιδιών charm από την αναλυσή των δεδόμενων, τα οποία φαινονται να ακολουθούν ικανοποιητικά την δια-

Προκαταρτικα αποτελέσματα, με ενα δειγμα 500 D° δινει για το χρονο ζώπς: τ(D°)=4.43±0.37 x 10⁻¹³ sec

Παρατηρηθηκαν καθαρα σηματα D* και D₅* στα καναλια φη και ΚΚη και Λ_c στο καναλι ρΚη, δινοντας ταυτοχρονα προκαταρτική τιμή για τον χρονό ζώης:

τ(Λ_c)=1.6 x 10⁻¹³ sec για το ενα τριτό της στατιστικής.

Η χρηση μ-Strips - Ενεργού Στοχού και του συστηματος αναγνωρίσης των σωματιδίων (C1,C2, Μαγνητές, ΜΑΡΟ) στην πειραματική διατάξη, ηταν αποφασιστική στην επιτεύξη αυτών των αποτελεσματών.

Παρ' ολο που φαινεται δυσκολη η αντιπαραθεση με την στατιστική του πειραματός Ε691 σχετικά με τη μετρήση των χρονών ζώης, στο ΝΑ-14 υπαρχούν διαφορετικά συστηματικά σφαλματά, κύριως λόγω της υπαρξής του ενεργού στόχου.

Channel	Flight/a	East in the axis i the x magnement (5)	Nsignal	Nbackst.	T (10 ^{- 15} s)
D ⁰ → K π (no D*)	4	4 × 10-13	85	40	4.42 ± 0.52
(K identified) $D^0 \rightarrow K\pi$ (from D*)	. 1	2 × 10 ⁻¹³	88	20	4.44 ± 0.53

ΠΕΙΡΑΜΑ WA 85 ΜΕΛΕΤΗ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΒΑΡΕΩΝ ΙΟΝΤΩΝ ΣΤΟ ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΟ Ω ΕΦΟΔΙΑΣΜΕΝΟ ΜΕ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΜΕΓΑΛΗΣ ΕΓΚΑΡΣΙΑΣ ΟΡΜΗΣ

S. Abatzis⁺, M. Benayoun^{*}, W. Beusch^b, I.J. Bloodworth^e, M. Caponero⁴, J.N. Carney^e, C. Evangelista⁴, R. Fini⁴, B.R. French^b, B. Ghidini⁴, Y. Goldschmidt-Clermont^b, A. Jacholkowski^b, J Kahane^{*}, J.B. Kinson^e, A. Kirk^e, K. Knudson^b, J.C. Lassalle^b, V. Lenti⁴, Ph. Leruste^{*}, A. Malamant^{*}, J.L. Narjoux^{*}, F. Navach⁴, A. Penzo^b, E. Quercign^b, M. Sene^{*}, R. Sene^{*}, H.R. Shaylor^e, M. Stassinaki⁴, M.T. Trainor^e, G. Vassiliadis⁴, O. Villalobos Baillie^e, A. Volte^{*}, M.F. Votruba^e,

Παρουσίαση: Γ. Βασιλειάδης

1. <u>Euroxwyn</u>

Η εμπειρία που μέχρι τώρα αποκτήσαμε από την πειραματική μελέτη σκέδασης στοιχειωδών σωματιδίων σε υψηλές ενέργειες περιορίζεται σε περιοχές χαμηλών θερμοκρασιών (Τ) και μικρών ενεργειακών πυκνοτήτων (ε). Στις περιοχές αυτές τα βασικά συστατικά της ύλης, κουάρκς και γκλούονς, βρίσκονται δέσμια (confined) μέσα σε μεμονωμένα αδρόνια που σχηματίζουν το γνωστό αδρογικό σέριο (hadron gas).

αδρογικό αέριο (hadron gas). Θεωρητικοί υπολογισμοί ^{τιο} προβλέπουν στι κάτω από ωρισμένες συνθήκες (T2200 MeV και/η ε226eV.fm⁻³) η ανδρονική ύλη αλλάδει φάση και μεταπίπτει σε μία κατάσταση όπου τα κουάρκς και γκλούονς είναι σχεδόν ελεύθερα (deconfined). Η κατάσταση αυτή είναι γνωστή σαν κουάρκ-γκλούον πλάσμα (QGP). Αστρονομικά φαινόμενα όπως, αρχική φάση δημιουργίας σύμπαντος, βαρυτική κατάρρευση βαρέων αστέρων είναι φυσικά φαινόμενα όπου πιστεύεται ότι εμφανίζεται δημιουργία του QGP.

Εργαστηριακά υποστηρίζεται ^{τωι} ότι εμφάνιση QGP μπορεί να επιτευχθεί σε κεντρικές σκεδάσεις μεταξύ πυρήνων σε ενέργειας στο κέντρο μάζας (JS) που υπερβαίνουν τα 20 GeV/νουκλεόνιο.

Πρόσθετα γνωρίσματα όπως, μεγάλη φορτισμένη πολλαπλότητα και/η μεγάλη εγκάρσια ενέργεια αποτελούν τις κατευθυντήριες γραμμές της πρόσφατης πειραματικής δραστηριόπτας για την αναξήτηση GGP σε σκεδάσεις βαρέων ιόντων. Το πείραμα WA85 μελετάει αντιδράσεις ³²S σε στόχο ¹⁰⁴W σε ενέργεια δέσμης 200 GeV/νουκλεόνιο, στο φασματόμετρο Ω, με σκοπό την αναξήτηση δημιουργίας GGP. Καταγράφει φορτισμένες τροχιές μεγάλης εγκάρσιας ορμής (P_T > 0.6 GeV/c) σε ωρισμένη περιοχή του φασικού χώρου.

2. <u>Φυσικό αντικείμενο</u>

Η ανίχνευση πιθανής ύπαρξης QGP σε σκεδάσεις βαρέων ιόντων πραγματοποιείται-έμμεσα με την παρατήρηση ωρισμένων πειραματικών

α. College de France, b. CERN, c. Birmingham, d. Bari, e. PARIS VI (LPNHE), f. Athens σημάτων. Στη συνέχεια περιγράφουμε εκείνα τα σήματα πού το WA85 σκοπεύει να μελετήσει στη προσπάθεια αναζήτησης QGP.

Το QGP χαρακτηριζεται από εμφάνιση μεγάλου αριθμού γκλούονς. Αυτό οδηγεί σε αύξηση παραγωγής παράξενων κουάρκς μέσω της αντίδρασης αστο εδ. Κατά συνέπεια εάν το QGP υπάρχει θα πρέπει να παρατηρηθεί αύξηση παραγωγής παράξενων σωματιδίων. Το πείραμα μελετήσει την πιθανή αύξηση παραγωγής ουδέτερα WA85 θα φορτισμένων παράξενων σωματιδίων νο (Κο, Λο, Λο) σε αντιδράσεις με πρόσθετα χαρακτηριστικά που πιθανόν να σχετίζονται με TOV σχηματισμό QGP. Για τον σκοπό αυτό το WA85 κατέγραψε όλες $\tau \iota \varsigma$ φορτισμένες τροχιές με εγκάρσια ορμή Ρτ > 0.6 GeV/c και ωκύτητα (rapidity) στο διάτημα 2.2 ≤ Υιωρ ≤ 3.2. Τα σωμάτια V° που Éχει συνεπώς συλλέξει χαρακτιρίζονται από Ρτ 2 1 GeV/c και ωκύτητα κεντρική περιοχή όπου αναμένεται εμφάνιση μεγάλων OTTOV ενεργειακών πυκνοτήτων εται, Παράλληλα το WA85 κατέγραψε την ολική ωορτισμένη πολλαπλάτητα (Ν) στην περιοχή ψευδοωκύτητας 2<η<3.4. Αυτό διότι σκοπεύει να μελετήσει την παραγωγή των νο σε σχέση με την πυκνότητα dN/dη (συνδέεται άμεσα με την πυκνότητα ενέργειας ^{ειο}), με την πολλαπλότητα σωματιδίων με μεγάλο Ρ_τ και με την ολική φορτισμένη πολλαπλάτητα των αντιδράσεων που κατέγραψε.

Αυξημένη παραγωγή σωματίων V° αναμένεται να επιφέρει ποιοτικές αλλαγές ωρισμένων φυσικών μεγεθών. Πιο συγκεκριμμένα η αυξημένη εμφάνιση των αντικουάρκς δ λόγω του QGP αναμένεται ^{ε43} να οδηγήσει σε αύξηση παραγωγής των αντιυπερονίων Ξ,Λ κατά την αδρονοποίηση του πλάσματος. Το φαινόμενο αυτό προβλέπεται^{ε53} να οδηγήσει σε διαμήκη πόλωση του σωματίου Λ που προκύπτει από τη διάσπαση Ξ \rightarrow Λπ.

Φαινόμενα πόλωσης το πείραμα WA85 φαίνεται ότι δεν θα μπορέσει να μελετήσει λόγω προβλημάτων acceptance. Ενδείξεις γι αυτό προέκυψαν από την ανάλυση του διαγράμματος Armenteros-Podolanski ^{τω} σε δεδομένα του πειράματος WA77 (καταγράφει τροχιές μεγάλου Ρτ σε αντιδράσεις πΝ στο φασματόμετρο φ΄) αφού προηγουμένως εφαρμόστηκαν οι συνθήκες της πειραματικής διάταξης του WA85.

Ετσι η αύξηση παραγωγής Ξ θα μελετηθεί έμμεσα (το Ω΄ δεν ανιχνεύει φορτισμένες διασπάσεις) από την αλλαγή στον ιδιόχρονο του σωματίου Λ΄ που προκαλείται από τη διάσπαση του σωματίου Ξ. Στο σχήμα 1 φαίνεται η κατανομή του ιδιόχρονου για σωμάτια Λ και Λ΄ του πειράματος WA77. Οι δύο καμπύλες είναι παράλληλες πράγμα που αναμένεται. Αντίθετα σημαντική παραγωγή Λ΄ από διάσπαση του Ξ αναμένεται να παραμορφώσει την κατανομή του Λ κάτι που το WA85 έχει την δυνατότητα και σκοπεύει να μελετήσει. Η παραπάνω μελέτη θα γίνει και σε δεδομένα με δέσμη πρωτονίου ορμής 200GeV/c για εξαγωγή συγκριτικών συμπερασμάτων. Δεδομένα δέσμης πρωτονίου το WA85 σχεδιάδει να συλλέξει τον Απρίλιο του 1988.

3. <u>Πειραματική διάταξη - Σκανδαλισμός</u>

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα WAS5 εμφανίζεται στο σχήμα 2. Πρόκειται για το φασματόμετρο 9 του CERN κατάλληλα τροποποιημένο ώστε να αποτελείται από:

α) 11 πολυσυρματικούς αναλογικούς θαλάμους (MWPC) εκ των οποίων 7 βρίσκονται μέσα στο μαγνητικό πεδίο του Ω΄και 4 (MY1-2, MY3-4) εκτός. Δύο οδοσκόπια (HZO, HZ1) που χρησιμοποιήθηκαν στη σκανδάλη του WA85. Τόσο οι MWPC όσο και τα οδοσκόπια είναι ευαίσθητα σε μία περιοχή σχήματος πεταλούδας (butterfly). Με αυτό το σχήμα φορτισμένα σωμάτια από τον στόχο με $P_T < 0.6$ GeV/c κάμπτονται από το μαγνητικό πεδίο και κτυπούν τους MWPC στην περιοχή που δεν είναι ευαίσθητοι (σχ. 3α). Αντίθετα καταγράφονται φορτισμένες τροχιές με $P_T > 0.6$ GeV/c και 2.24Y_{1 mb} 43.2 (σχ. 3β) με σκοπό τη μελέτη σωματίων V° με $P_T > 1$ GeV/c.

- β) 2 ανιχνευτές μ-strip (500 κανάλια, 50 μm) τοποθετημένους εκατέρωθεν της δέσμης σε απόσταση 15 cm μετά τον στόχο. Οι ανιχνευτές αυτοί καλύπτουν την περιοχή 2<n<3.4, 1/3 της αζιμουθιακής γωνίας και χρησιμεύουν για τη μέτρηση της πυκνότητας dN/dn και της ολικής φορτισμένης πολλαπλότητας στην κεντρική περιοχή.
- γ) 1 μικρά αδρανικό θερμιδόμετρο^{τγ3} τοποθετημένο σε απόσταση 25m μετά τον στόχο. Χρησιμοποιήθηκε στη σκανδάλη του WA85 για την επιλογή κεντρικών αντιδράσεων.

Η σκανδάλη του WA85 σχεδιάστηκε κατά τέτοιο τρόπο ώστε να απορρίπτει αντιδράσεις εκτός της κεντρικής περιοχής του χώρου των φάσεων 😳 (περιφερειακές αντιδράσεις). Αυτό επιτεύχθηκε βασικά σε δύο φάσεις. Στην πρώτη φάση μελετήθηκε η επίδραση περιορισμών στις πολλαπλότητες που καταγράφονται από τους ανιγνευτές μ-strip και το οδοσκόπιο ΗΖ1, με σκοπό την απομάκρυνση αντιδράσεων μικρής πολλαπλότητας και μεγάλης ενέργειας στην πρόσθια κατεύθυνση γύρω από τη δέσμη. Οι αντιδράσεις αυτές διαπιστώθηκε ότι SEV προέρχονται από τον στόχο (empty target interactions). Στη δεύτερη φάση, χρησιμοποιήθηκε το θερμιδόμετρο στη σκαγδάλη, απομακρύνθηκαν αντιδράσεις με απόθεση ενέργειας πάνω στο θερμιδόμετρο περίπου όση εκείνη του σωματίου της δέσμης. Με τις παραπάνω συνθήκες το πείραμα WA85 συνέλεξε τελικά 107 αντιδράσεις με ένταση δέσμης 0.5 104 ιόντα ανά κύκλο SPS τον Οκτώβριο του 1987.

4. <u>Πρώτα αποτελέσματα</u>

Τα πρώτα αποτελέσματα που παρουσιάζονται θεωρούνται προκαταρκτικά και αποσκοπούν να παρουσιάσουν την ποιότητα των δεδομένων που έχουν συλλεγεί από το πείραμα WA85.

είναι ότι η διαθέσιμη ενέργεια για Γνωστό παραγωγή σωματιδίων αυξάνει με τη μάζα του στόχου. Κατά συνέπεια αναμένεται ότι όταν ο μαζικός αριθμός Α του στόχου αυξάνει τότε θα πρέπει να παρατηρούμε περισσότερες κεντρικές αντιδράσεις. Αυτό σημαίνει ότι όταν το Α αυξάνειστα δεδομένα θα πρέπει να εμφανίδεται αύξηση της φορτισμένης πολλαπλότητας με παράλληλη αύξηση της πολλαπλότητας τροχιών με μεγάλη Ρη και ελάττωση της ενέργειας που αποτίθεται στο θερμιδόμετρο. Στο σχήμα 4 εμφανίζεται η ενέργεια που αποτίθεται στο θερμιδόμετρο συναρτήσει της πολλαπλότητας που καταγράφονται από τα μ-strips, για, στόχους ΑΊ, Cu, και W. Στο σχήμα 5 εμφανίζεται το ίδιο φαινόμενο ουναρτήσει της ανεπεξεργαστης πολλαπλότητας κτυπημάτων OTO οδοσκόπιο ΗΖί (Ρή>0.6 GeV/c).

Από τα 4α, 5α εμφανής είναι η μόλυνση από αντιδράσεις που δεν προέρχονται από τον στόχο. Από τα 4b-d παρατηρούμε ότι η πολλαπλότητα αυξάνει (2-3 φορές) όσο αυξάνει η μάζα του στόχου. Από τα 4d και 5d παρατηρούμε ότι στα δεδομένα με στόχο W εμφανίζεται έξαρση γεγονότων με μικρή ενέργεια στην πρόσθια κατεύθυνση και ταυτόχρονα μεγάλη πολλαπλότητα στους μ-strips και στο' οδοσκόπιο ΗΖ1. Η πολλαπλότητα στο ΗΖ1΄ στην παρούσα φάση

48

Sr. ενδεικτικά μόνο μπορεί να θεωρηθεί ότι αντιστοιχεί σε πολλαπλότητα τροχιών με μεγάλη Ρτ. Και αυτό διότι στα σχήματα 4 και 5 δεν έχει γίνει συσχέτιση των κτυπημάτων στο ΗΖ1 με τροχιές

Βιβλιογραφία

- [1] L. Van Hove, XIII Int. Symposium on Multiparticle Dynamics, Volendam 1982 . [2]
- L. S. Schroeder and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A461 (1987) [3]
- M. Jacob and H. Satz, Proceedings of the Bielefeld Workshop, World Scientific Publishing, Singapore (May 1982)
- J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) [4]
- M. Jacob and J. Rafelski, CERN-TH. 4649/87 [5]
- [6]

που καταγράφήκαν από τους ΜWPC του Ω.

J. Podolanski and R. Armenteros, Phil. Mag. 45(1954)13 F. Binon et al., CERN-EP/86-50/7-10-1986 [7]





Σχ. 2



 $\Sigma \chi$. 3a



 $\Sigma \chi$. 3b

Cu

b)

W

d)



NEIPAMA WA76

ANAZHTHEH FKAOYONION EE KENTPIKEE ANTIAPAEEIE

T.A.Armstrong¹, M.Benayoun⁶, W.Beusch¹, I.J.Bloodworth², M.Caponero³, J.N.Carney², R.Childs², B.R.French¹, B.Ghidini³, Y.Goldschmidt-Clermont¹, A.Jacholkowski¹, J.Kahane⁶, J.B.Kinson ⁶, A.Kirk², V.Lenti³, Ph.Leruste⁶, A.Malamant⁶, J.L.Narjoux⁶, F.Navach³, A.Palano³, E.Quercigh¹, N.Redaelli¹, L.Rossi¹, M.Sené⁶, R.Sené⁶, H.R.Shaylor², M.Stassinaki⁴, M.T.Trainor², G.Vassiliadis⁴, O.Villalobos Baillie², M.F.Votruba², G.Zito³

1. <u>Εισαγωγή</u>

Παρουσίαση: Γ. Βασιλειάδης

Μία από τις βασικές προβλέψεις της QCD είναι η ύπαρξη δέσμιων καταστάσεων από γκλούονς που είναι γνωστές σαν γκλουόνια (glueballs). Αντιδράσεις με διπλή ανταλλαγή του σωματίου πόμερον (DPE) πιστεύεται ότι αποτελούν μία δυναμική περιοχή όπου είναι δυνατόν να παρατηρηθεί παραγωγή γκλουονίων. Αυτό διότι το σωμάτιο πόμερον θεωρείται σαν δέσμια κατάσταση πολλών γκλούονς^{1]} και κατά συνέπεια σκέδαση πόμερον-πόμερον θα μπορούσε να οδηγήσει σε δημιουργία γκλουονίων.

Αντιδράσεις DPE στον ανιχνευτή Ω΄ έχουν ήδη μελετηθεί σε ενέργεια δέσμης 85 GeV/c^[2]. Το πείραμα WA76 σκοπεύει να μελετήσει την παραγωγή μεσονίων που παράγονται κεντρικά στην αντίδραση pp → P_fx^Op_s σε ενέργεια 300 GeV/c με απώτερο σκοπό την ανίχνευση γκλουονίων. Σχεδιάσθηκε κατάλληλα ώστε να μελετήσει αποκλειστικές αντιδράσεις όπου το κεντρικά παραγώμενο σύστημα x^O διασπάται σε φορτισμένα καιουδέτερα σωμάτια.

2. Συσκευή

Η μελέτη των αντιδράσεων pp $\rightarrow p_f^{o} x^o p_s$ πραγματοποιείται στον ανιχνευτή Ω΄ του CERN. Οι δέκτες f,s υποδηλώνουν το ταχύτερο και βραδύτερο σωμάτιο στο σύστημα εργαστηρίου. Στο σχ. la εμφανίζεται η διάταξη του ανιχνευτή Ω΄ που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα WA76. Αποτελείται από:

α. Τέσσερα οδοσκόπια (2y και 2z) σπινθηριστών του ενός χιλιοστού και 4 ανιχνευτές μ-strip των 50 μm για προσδιορισμό της ορμής του σωματίου της δέσμης. Σύστημα από 4 πολυσυρματικούς αναλογικούς θα-λάμους

1) CERN, 2) Birmingham, 3) Bari, 4) Athens, 5) Paris(LPNHE),

6) College de France

(MWPC) του ενός χιλιοστού χρησιμοποιήθηκε συμπληρωματικά με τα οδοσκόπια και τους μ-strips για περιπτώσεις μειωμένης απόδοσης του συστήματος λόγω ακτινοβόλησης.

52

- β. Στόχο υδρογόνου μήκους 60 cm.
- Υ. Οκτώ ΜWPC δύο επιπέδων (θάλαμοι Β, 2mm), επτά MWPC τριών επιπέδων (θάλαμοι Α, 2mm), οκτώ MWPC δύο επιπέδων (θάλαμοι C, 2mm) και δύο θάλαμοι ολίσθησης. Οι θάλαμοι Α, Β, C βρίσκονται μέσα στο μαγνητικό πεδίο του Ω΄. Οι θάλαμοι C προσδιορίζουν το βραδύ πρωτόνιο ενώ οι υπόλοιποι μαζύ με τους θαλάμους ολίσθησης προσδιορίζουν τις υπόλοιπες φορτισμένες τροχιές μέσης ορμής.
- δ. Οκτώ ανιχνευτές μ-strips των 50μm. Οι τέσσερεις απ΄αυτούς (y,Z, y,V) τοποθετήθηκαν σε απόσταση 6m από το κέντρο του Ω ενώ οι υπόλοιποι (u,z,y,y) σε απόσταση 10m. Οι ανιχνευτές αυτοί προσδιορίζουν το ταχύ πρωτόνιο ενώ ένα y επίπεδο στα 6 και 10 μέτρα χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση της θέσης των υπολοίπων, (σχ. 1β).
- ε. Τρία οδοσκόπια Η1,Η2,Η3 και δύο ανιχνευτές cerenkov C1 και C2 για αναγνώριση του είδους των παραγωμένων σωματιδίων.
- στ. Ενα ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο [3] για αναγνώριση σωματίων γ.

Επιλογή δεδομένων - Σκανδαλισμός

Ο σκανδαλισμός (trigger) του πειράματος WA76 για την επιλογή κεντρικών αντιδράσεων pp -> p_f x^op_s προσδιορίζεται από τα κινηματικά χαρακτηριστικά των παραγωμένων σωματίων. Η εικόνα των αντιδράσεων στο σύστημα κέντρου μάζας χαρακτηρίζεται από τα αντιδρώντα αδρόνια που πρακτικά εμωανίζονται στην τελική κατάσταση χωρίς αποκλ ίσεις από τις αρχικές τους κατευθύνσεις ενώ το σύστημα x^o σχεδόν σε ηρεμία διασπάται σε φορτισμένα και ουδέτερα σωματίδια. Γι αυτό ο σκανδαλισμός του WA76 επιλέγει:

- α. Ενα ταχύ σωμάτιο από συσχετισμένα κτυπήματα στους μετρητές Α1
 (2,5x2,5cm²) και Α2 (5x5cm²) τοποθετημένους μετά τον πρώτο θάλαμο ολίσθησης και τον ανιχνευτή Cerenkov C1 αντίστοιχα.
- β. Ενα βραδύ σωμάτιο από συσχετισμένακτυπήματα στον μετρητή SPC (56x 88cm²) από 14 οριζόντια τεμάχια και στη πλευρά του μετρητή TS (που περιβάλλει στον στόχο) που γειτονεύει με τον SPC. Περισσότερα από ένα κτύπημα απαιτούνται σ΄ ένα επίπεδο των 8 C θαλάμων.
- γ. Αντιδράσεις με περιορισμένη περιθλαστική αποσύνθεση του στόχου. Γι αυτό απαιτείται ο μετρητής TS να μη εμφανίζει κτυπήματα στις τρείς υπόποιπες πλευρές του που περιβάλλουν τον στόχο.
- Αντιδράσεις με περιορισμένη περιθλαστική αποσύνθεση της δέσμης.
 Γι αυτό απαιτείται να μη καταγράφονται κτυπήματα σε δύο μετρητές

(DFC) διαστάσεων 30x30cm² που βρίσκονται εκατέρωθεν της πορείας της δέσμης μετά τον ανιχνευτή Cerenkov C1.

-3-

Με τις παραπάνω συνθήκες το πείραμα WA76 συνέλεξε 12.10⁶ αντιδράσεις με ένταση δέσμης 4.10⁶ σωμάτια ανά κύκλο του SPS. Η σχετικά χαμηλή ένταση δέσμης κρίθηκε απαραίτητη για αποφυγή καταστροφής των μ-stips από υψηλή δόση ακτινοβόλησης. Αυτό όμως είχε σαν συνέπεια την μείωση της ευαισθησίας του πειράματος.

Πρώτα αποτελέσματα

4.

Τμήμα των δεδομένων του πειράματος WA76 έχει επεξεργασθεί μέσω του προγράμματος TRIDENT [4] για την ανακατασκευή δεδομένων του ανιχνευτή Ω. Το πρόγραμμα αυτό τροποποιήθηκε κατάλληλα για τις ανάγκες του πειράματος WA76. Πρέπει να τονισθεί ότι ο στόχος του WA76 είναι η μελέτη αποκλειστικών αντιδράσεων σε ορμή δέσμης 300 GeV/c. Γι αυτό η αναγνώριση (pattern recognition) της γρήγορης τροχιάς στους ανιχνευτές μ-stips παίζει θεμελιακό ρόλο. Κατανομή ανεπεξέργαστων (raw) κτυπημάτων στους μ-stps των 6m φαίνεται στο σχήμα 2. Στο σχήμα αυτό σαφής είναι η επίδραση του μετρητή Αl ενώ στο δεξιό άκρο της κατανομής εμφανίζεται η επίδραση λόγω της δέσμης. Το πρώτο δείγμα γεγονότων που μελετήθηκε είναι αντιδράσεις pp + p_fx p_s όπου το χο διασπάται σε δύο αντίθετα φορτισμένα σωμάτια. Εγινε έλεγχος αν μπορεί να γίνει διάκριση των περιπτώσεων όπου το x^ο διασπάται σε καόνια ή πρωτόνια. Γι αυτό επιλέγονται κατ΄αρχήν αντιδράσεις στις οποίες διατηρείται η ορμή μέσω κατάλληλων περιορισμών στην εγκαρσια (p_m) και διαμήκη (p_r) ορμή. Στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Ehrligh [5] για να υπολογισθεί η μάζα των φορτισμένων σωματίων στα οποία διασπάται το χ^ο. Στο σχήμα 3α σαφής είναι η έ
 Fapon στην περιοχή $m_{\rm X}^2 \simeq m_{\rm H}^2$ που οφείλεται στο κανάλι pp + pent π ps. Στο σχήμα 3b εμφανίζεται η ίδια κατανομή για αντιδράσεις όπου μία των κεντρικά παραγόμενων τροχιών αναγνωρίζεται από τους Cerenkov C1 και C2 σαν Κ, p η Κ/p ενώ η άλλη δεν αποκλείεται από τους ίδιους ανιχνευτές να είναι Κ ή p. Οι σαφείς εξάρσεις στις περιοχές καονίου και πρωτονίου προέρχονται από τελικές καταστάσεις κ κ και pp αντίστοιχα. Η έξαρση στην περιοχή πιονίου οφείλεται στη μόλυνση από το κανάλι π⁺π⁻ που προκύπτει από τήν λανθασμένη αναγνώριση από τους C1 και C2. Η διακριτική όμως ικανότητα είναι αρκετά καλή για να διαχωρισθεί το κανάλι κ⁺κ⁻ από το π⁺π⁻.

Τέλος στο σχήμα 4 εμφανίζονται δεδομένα των αντιδράσεων $pp \rightarrow p_f(K^O K^{\pm} \pi^{\pm})p_S$ και $pp \rightarrow p_f \pi^O p_S$. Στο σχήμα 4α φαίνεται η κατανομή μάζας

του συστήματος π⁺π⁻ σε αντιδράσεις με ουδέτερο σωμάτιο αναγνωρισμένο μέσα στον ανιχνευτή Ω΄ Η εμφάνιση του Κ^Ο σε μικρό σχετικά υπόβαθρο είναι χαρακτηριστική. Στο σχήμα 4β τέλος εμφανίζεται η κατανομή μάζας δύο σωματίων γ που μετρήθηκαν από το ηλεκτρομαγνητικόθερμιδόμετρο. Η εμφάνιση του σωματίου π^Ο είναι αξιοσημείωτη.

7-4-

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι το πείραμα WA76 έχει την δυνατότητα να μελετήσει αποκλειστικές αντιδράσεις στην ενέργεια των 300 GeV/c. Αναγνώριση σωματιδίων από ανιχνευτές Cerenkov και Η.Μ θερμιδόμετρο επιτρέπει την απομόνωση καναλιών με καόνια, πρωτόνια και ουδέτερα σωμάτια.

Βιβλιογραφία

[1] D.Robson, Nucl. Phys. B.130(1977)328

[2] A.Palano et al., CERN-EP/83-107/5-8-1983

T.A.Armstrong et al. Phys.Lett. 146B(1984)273 ; Phys.Lett. 166B(1986)245; Phys.Lett. 167B(1986)133; Part. and fields C34 (1987)23; Part. and fields, C34(1987)33; Part. and fields C35 (1987)167

[3] L.Bachman et al. Nucl. Instr. and Meth. 206(1983)85

[4] J.C.Lassalle et al., Nucl. Instr. and Meth. 176(1980)371

[5] R.Ehrlich et al., Phys. Rev. Lett. 20(1968)686



Σχ. 4

BEAM

1-

C

ΜΕΛΕΤΗ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΜΑΛΑΚΩΝ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΑΔΡΟΝΙΚΕΣ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΜΕ ΤΟ ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΟ ΩΜΕΓΑ ΤΟΥ CERN

ABATZIS S., BANERJEE S., BARBERIS D., BELOGIANNI A., BEUSCH W., BRODBECK T.J., GOLDSCHMIDT-CLERMONT Y., KNYDSON K., QUERCIGH E., SONDEREGGER P., STASSINAKI M., SUBRAMANIAN A., VASSILIADIS G., VICHOU I., WILSON G.

⁴ATHENS UNIVERSITY, BOMBAY TATA INST., CERN, LANCASTER UNIVERSITY

Παρουσίαση : Βήχου Ειρήνη

Η παρουσίαση αυτή αναφέρεται στο πείραμα WA83 που διεξήχθη στο CERN.Η αφορμή για την πραγματοποίησή του ήταν τα αποτελέσματα ενός προγενέστερου πειράματος/WA27/ στο θάλαμο BEBC του CERN με αντιδράσεις π⁺p σε ενέργεια δέσμης 70 GeV/c.Συγκεκριμένα,το πείραμα εκείνο είχε παρατηρήσει ένα πλήθος SOFT γ'ς που δεν μπορούσε να αποδοθεί στις γνωστές αδρονικές διασπάσεις.[1] Στην περιοχή του φασικού χώρου με -0.001< $\chi_{\rm F}$ <0.008 και p_T<60 MeV η ενεργός διατομή των γ'ς σ_γ= (4.4±0.9)mb υπερβαίνει αυτήν του αδρονικού BREMSSTRAHLUNG σ=1.1mb (σχήμα 1,συνεχής γραμμή), υποδηλώνοντας την παρουσία άλλων πηγών SCFT γ'ς.Αυτή η παρατήρηση είναι πιθανό να σχετίζεται με την παρουσία αυξημένου πλήθους SOFT γ'ς ή μικρής μάζας ζευγών λεπτονίων σε χαμηλές τιμές $\chi_{\rm p}$ και p_T



που έχει φανεί σε άλλα πειράματα.[2],[3][4][5] Σ'αυτή τη βάση σχεδιάστηκε το πείραμα WA83,που έχει σαν σκοπό του την επι3εβαίωση ή απόρριψη της παρατήρησης του BEBC.Γα δεδομένα του συνελλέγησαν τον Οκτώβριο του '86 σε αλλ/σεις π p σε ενέργεια δέσμης 280 GeV/c.O ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε ήταν

το φασματόμετρο Ω΄του CERN με 13 πολυσυρματικούς/ΜΝΡΟ/ ανιχνευτές μέσα στο πεδίο έντασης 1.1 Τ,δύο θαλάμους ολίσθησηςκαι ένα πολυσυρματικό επιφάνειας 4m×4mέξω απ'αυτό,για την καταγραφή φορτισμένων τροχιών.Σε απόσταση 11mαπό το στόχο,για την ανίχνευση των γ'ς,βρίσκονται δύο ηλεκτρομαγνητικά καλορίμετρα, ένα"εξωτερικό" από διαδοχικά στρώματα Pb και σωλήνων ΤΕΡLON που περιέχουν υγρό σπινθηριστή,και ένα "εσωτερικό" από ίνες πλαστικού σπινθηριστή ενσωματωμένες σε πλάκες Pb. (σχήμα 2) Mε αυτή τη διάταξη συνελλέγησαν 3×10⁶ γεγονότα χρησιμοποιώντας TRIGGER αλληλεπιδράσεων. [6], [7]

Μέχρι τώρα έχουν γίνει τα ακόλουθα βήματα στην επεξεργασία των δεδομένων. Ολοκληρώθηκε η γεωμετρική ανακατασκευή των φορτισμένων τροχιών στο χώρο του Ω΄και του σημείου αντίδρασης μέσα στο στόχο μέσω του προγράμματος γεωμετρίας TRIDENT. Συμπληρώθηκε η βαθμολογία και ευθυγράμμιση των δύο καλοριμέτρων και του μεγάλου 4m×4m πολυσυρματικού θαλάμου που βρίσκεται μπροστά τους,ως προς



το σύστημα αναφοράς του Ω. Μέσω του ΜΟΝΤΕ-CARLO "EGS" πραγματοποιήθηκε η προσομοίωση της διέλευσης γ'ς μέσα από ολόκληρο το ανιχνευτικό σύστημα, καθώς και η μελέτη της διαμήκους και εγκάρσιας ανάπτυξης των Η/Μ καταιγισμών στα καλορίμετρα.Επίσης έγινε μέσω ΜΟ-ΝΤΕ-CARLO η μελέτη της γεωμετρικής αποδοχής του Ω΄,η εύρεση και προσαρμογή FIT της πορείας της δέσμης μέσα στο στόχο 1m εντό, του μαγνητικού πεδίου ,καθώς και ΜΟΕΤΕ-CLRLO μελέτη του αδρονικού BREMSOTRAHLUNG....πό τα πρώτα τεστ στα δεδομένα το σήμα του π^ο στις κατανομές αναλλοίωτης μάζας δύο γ'ς είναι

αρμετά ιμανοποιητικό.

Αναφορές

1 P.V.CHLIAPNIKOV ET AL., PHYS. LET. 1413 (1984) 275 2 A.T.GOSHAW ET AL., PHYS. REV. LET., 43 (1979) 1065 3 T.AKESSON ET AL., CERN-EP/87-16 4 M.R.ADAMS ET AL., PHYS. REV. D27 (1983) 1977 5 D.BLOCKUS ET AL., NUCL. PHYS. B102 (1982) 205 6 L.BACHMANN ET AL., NUCL. INSTR.AND METH., 206 (1983) 85 7 H.BURMEISTER ET AL., NUCL. INSTR.AND LETH., 225 (1984) 530 8 W.BEUSCH ET AL., CERN/SPSC 85-64, SPSC/P219

57

Γέραλης Θεόδωρος* Ε.Κ.Ε.Φ.Ε ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ PS195 / CP-LEAR / CERN

Εισαγωγή

Η εργασία που παρουσιάζεται σ' αυτό το άρθρο, είναι στα πλαίσια του πειράματος CP πα ραβίασης, το οποίο θα λάβει χώρα στη μηχανή αντιπρωτονίων χαμηλής ενέργειας (LEAR). Το πλεονέκτημα που παρουσιάζει αυτή η μηχανή είναι η πυκνή και καθαρή δέσμη αντιπρωτονίων (2.10⁶ p̄/sec). Η ενέργεια τους είναι 100 MeV, πράγμα που σημαίνει ότι η εξουδετέρωση pp̄ πραγματοποιείται σε ηρεμία.

Ta kanália the pp exoudetérwohe, pou endiaféroun eínai: $p \bar{p} \rightarrow K^{\pm} \pi^{\pm} \bar{K}^{0}$

με λόγο διάσπασης 2.10^{-3} για το καθένα από τα δύο. Ο ανιχνευτής του πειράματος λειτουργεί σαν μαγνητικό σπεκτρόμετρο που προσδιορίζει την ορμή του \tilde{K}^0 με ακρίβεια (δp/p)=0.05. Ουσιαστικά λοιπόν έχουμε δύο δέσμες από K^0 και \bar{K}^0 με τον ίδιο ρυθμό $4.10^3 K^0$ /sec πράγμα που οδηγεί στην ελαχιστοποίηση των συστηματικών σφαλμάτων των παραμέτρων της CP παραβίασης.

Στον πίνακα 1 φαίνονται τα κανάλια διάσπασης του K^0 και ο αντίστοιχος αριθμός γεγονότων που θα παραχθούν κατά τη διάρκεια των 100 ημερών διεξαγωγής του πειράματος.

κανάλι	αρ.γεγονότων
$\pi^0 \pi^0$	1.1*10 ⁹
π^+ π^-	2.4*10 ⁹
π^+ $\pi^ \pi^0$	1.5*10 ⁷
π^0 π^0 π^0	2.6*10 ⁷
π^{\pm} I^{\mp} v	8.0*107

Πινακας 1

Ο υπερβολικά μεγάλος αριθμός γεγονότων στα δύο πρώτα κανάλια μας υποχρεώνει να κάνουμε μιά online επιλογή των γεγονότων αυτών. Η επιλογή αυτή , όπως θα φανεί και παρακάτω , βασίζεται στην μη σημαντικότητα των γεγονότων με χρόνο διάσπασης του Κ⁰ μικρότερο από 5τ_c.

Η μέτρηση των παραμέτρων η_f, βασίζεται στον υπολογισμό του χρονικά εξαρτημένου ρυθμού ασυμμετρίας διάσπασης του K⁰:

$$A_{f} = \frac{R\{\overline{K}^{0} \rightarrow f\}(t) - R\{K^{0} \rightarrow f\}(t)}{R\{\overline{K}^{0} \rightarrow f\}(t) + R\{K^{0} \rightarrow f\}(t)}$$

ο οποίος για το κανάλι $\mathbf{\tilde{K}^0} \longrightarrow \pi^0 \pi^0$ υπολογίζεται αναλυτικά:

$$A_{00}(t) = 2 \left[\begin{array}{c} |\eta_{00}| \cdot e^{(\gamma_{s}/2) \cdot t} \cdot \cos(\Delta m \cdot t - \theta_{00}) \\ 1 + |\eta_{00}|^{2} \cdot e^{\gamma_{s} \cdot t} \end{array} - \operatorname{Re} \epsilon \right]$$

Παρόμοια έκφραση υπάρχει και για το $A_{+-}(t)$. Στο σχήμα 1 φαίνεται ο ρυθμός ασυμμετρίας A_{+-} . Είναι φανερό ότι ο A_{+-} δεν εξαρτάται από το χρόνο για $t < 5 \tau_s$. Το ίδιο συμβαίνει και με τον A_{00} .

Για το κανάλι $\overline{K}^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$ το μήκος διάσπασης προσδιορίζεται εύκολα από τους ανιχνευτές τροχιάς. Για το κανάλι όμως $\overline{K}^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0$ θα πρέπει να χρησιμοποιειθεί Η.Μ. καλορίμετρο, στην συνέχεια να προσδιοριστούν οι συντεταγμένες των γάμμα και τέλος να βρεθεί αν το μήκος διάσπασης του K^0 ειναι μεγαλύτερο από 10 cm (5. τ_s) ώστε να γραφεί το γεγονός σε ταινία για λεπτομερέστερη ανάλυση.

* Visiteur etranger C.N.R.S. MARSEILLE





Σχ.1 Ρυθμός ασυμ. διάσπ. $A_{+-}(t)$ Σχ.2 Μία οκτάδα θαλάμων και strips του ΗΜ καλ. Ακριβώς αυτή η διαδικασία περιγράφεται στις επόμενες παραγράφους 2,3 και 4.

2. Το Ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο

Το Η.Μ. καλορίμετρο είναι μια κυλινδρική κατασκευή, φυσικά χωρισμένη σε τρία μέρτ 120⁰, τοποθετημένη μέσα στο μαγνήτη. Η διάμετρός του είναι 1.8m και το μήκος 2.6m. Ο μετατροπέας είναι μόλυβδος 6.2 μηκών ακτινοβολίας.

Ακτινικά, είναι χωρισμένο σε 18 στρώματα, καθένα από τα οποία αποτελείται από :

1) μετατροπέα μόλυβδο πάχους 1.2mm

2) ένα στρώμα αγώγιμων λωρίδων (strips) με κλίση +30⁰ ως προς τον άξονα Ζ 3) ένα στρώμα από θαλάμους λειτουργούντες στο limited streamer mode.

4) ένα στρώμα αγώγιμων λωρίδων με κλίση -300 ως προς τον άξονα Ζ.

Οι θάλαμοι έχουν διαστάσεις 4.5mmx4mmx2.64m και το σύρμα τους έξει διαμετρο 40μm. Στο σχήμα 2 φαίνεται μία οκτάδα από θαλάμους και strips.

3. Η αναγνώριση των γάμμα στην online ανάλυση

Ο αλγόριθμος (αναφ. 1) που θα περιγραφεί εφαρμόζεται παράλληλα και στα τρία μέρη τοι καλοριμέτρου. Κατ αρχήν διαιρούμε σε ορισμένο αριθμό ακτινικών περιοχών, χωριστά για τους θαλάμους και για τα strips. Κατά συνέπεια έχουμε τρία πεδία διάστασης 18xN (N=37 για τους θαλάμους και N= 51 για τα δύο άλλα πεδία των strips). Στη συνέχεια για κάθε πεδίο ομαδοποιούμε τα σήματα τα οποία ανήκουν στην ίδια γάμμα και εντοπίζουμε την κορυφή κάθε ομάδας. Μετά το πέρας αυτού του αλγορίθμου γνωρίζουμε την πολλαπλότητα Μ και την γωνία Φ κάθε γ στις αντίστοιχες προβολές:

Mw		Φ_{W}	για τους θαλάμους	
MU		ΦU	γ_{10} tastrips +30 ⁰	
MV	-	ΦV	$\gamma \alpha$ ta strips -30 ⁰	

Ένα φωτόνιο αναγνωρίζεται αν πληρούνται οι παρακάτω τρεις συνθήκες :



1) $\Phi_U - \Phi_W = \Phi_W - \Phi_V > 0$ (βλέπε σχήμα 3) 2) Αν και οι τρεις προβολές που αντιστοιχούν σε ένα συνδυασμό, ανοίκουν και σε άλλους συνδυασμούς τότε το φωτόνιο αυτό θεωρείται ως

εικονικό και δεν λαμβάνεται υπόψη. 3) Αν δύο υποψήφια γάμμα έχουν δύο προβολές κοινές τότε θεωρούνται ως ταυτόσημα.

Σχ. 3 Γεωμετρική σχέση θαλάμων και strips στο επίπεδο.

Η αποτελεσματικότητα αυτού του αλγορίθμου είναι : ε = 0.90 +0.04

4. Online προσδιορισμός του μήκους διάσπασης του Κ⁰ στο κανάλι διάσπασης

 $\vec{K}^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0 \longrightarrow 4\gamma$, χωρίε τη χρήση των ενεργειών των γάμμα.

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, μάς ανδιαφέρει να επιλέξουμε γεγονότα με χρόνο διάσπασης μεγαλύτερο από $5\tau_s$. Με αυτό τον τρόπο ο συνολικός αριθμός των γεγονότων στο συγκεκριμένο κανάλι μειώνεται από $1.1*10^9$ σε $7.4*10^6$. Ο ρυθμός διάσπασης του $\mathbf{\tilde{K}}^0$ είναι 250 γεγονότα /sec και θέτει ανώτατο χρονικό όριο επεξεργασίας ίσο με 4msec/ γεγονός.

Τα δεδομένα που χρησιμοποιούνται είναι:

1. Η ορμή \vec{P}_{K} του \vec{K}^{0} . Δίνεται απο τον πρώτο επεξεργαστή του πειράματοs (HWP1) με ακρίβεια (Δp/p)= 0.05, Δθ=Δφ= 40mrad.

2. Οι συντεταγμένες των γάμμα (x_i, y_i, z_i) . Δίνονται από τον τρίτο επεξεργαστή του πειράματος (HWP3) με ακρίβεια Δz =0.9cm , $\Delta(r\phi)$ = 1.4 cm .

Η μέθοδος βασίζεται στην εύρεση του σημείου πάνω στη διαδρομή του \tilde{K}^0 , όπου βρίσκεται το ελάχιστο των ελαχίστων των συναρτήσεων :

$$(m_{ii} + m_{kl}) - 2 m_{\pi}$$

m_{ij}, m_{kl} είναι οι αναλοίωτες μάζες των i, j και k, γάμμα. Οι δείκτες i, j, k, l κινούνται επάνω στις τέσσερις γάμμα 'και δίνουν τρεις διαφορετικούς συνδιασμούς (συνδιασμοί των τεσσάρων γάμμα ανά δύο). Τα ελάχιστα αυτών των συναρτήσεων βρίσκονται και αναλυτικά ,(αναφ. 2) αλλά λόγω της πολυπλοκότητας των εκφράσεων δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για online επεξεργασία. Αναπτύχθηκε, λοιπόν, μία παρεμφερής μέθοδος την οποία περιγράφουμε παρακάτω.

Αρχικά γίνεται μία στροφή του συστήματος συντεταγμένων έτσι ώστε ο άξονας των Z να συμπέσει με την διεύθυνση κίνησης του $\mathbf{\bar{K}}^0$

1	(\mathbf{x})	cosD.cosO	cos⊖.sin⊅	-sin⊖ \	[X]	
	Y'=	-sin⊅	cos⊅	0	Y	
1	z'/ \	sin@.cosΦ	sin⊖.sin⊅	cose	Z	ł

Οι τριγωνομετρικοί αριθμοί του πίνακα στροφής δίνονται από τις εκφράσεις που ακολουθούν και είναι διαθέσιμες απο τον πρώτο επεξεργαστή, λόγω της απλής μορφής τους :-

$$\cos\theta = \frac{P_z^0}{P^0} , \sin\theta = \frac{P_\perp^0}{P^0} , \cos\phi = \frac{P_x^0}{P_\perp^0} , \sin\phi = \frac{P_y^0}{P_\perp^0}$$

Το πλεονέκτημα της στροφής είναι ότι απλοποιούνται σημαντικά οι εκφράσεις για τα η και d, όπως αυτά ορίζονται παρακάτω.

Στη συνέχεια βηματίζουμε ανά 4cm στη διαδρομή του $\mathbf{\tilde{K}^0}$, από -20cm έωs 60cm και : 1) Λύνουμε το σύστημα

$$\sum_{i=1}^{4} E_{\gamma_i} = E_{K^0}$$

$$\sum_{i=1}^{4} \overrightarrow{\eta_i} E_{\gamma_i} = p_{K^0}$$

για κάθε βήμα (βλέπε σχήμα 4).



$$\vec{\eta}_{i} = \frac{\vec{R}_{i} - d. \vec{P}_{K} \circ | \vec{P}_{K} \circ |}{|\vec{R}_{i} - d. \vec{P}_{K} \circ | \vec{P}_{K} \circ |}$$

2) Από τις λύσεις $E_{\gamma_i} = E_{\gamma_i}(d)$ υπολογίζουμε τη συνάρτηση :

$$C(d) = \left[\left\{ 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1-\eta_{1x}\eta_{2x}-\eta_{1y}\eta_{2y}-\eta_{1z}\eta_{2z}) \right\}^{1/2} - m_{\pi^0} \right]^2 + \left[\left\{ 2E_{\gamma_3}E_{\gamma_4}(1-\eta_{3x}\eta_{4x}-\eta_{3y}\eta_{4y}-\eta_{3z}\eta_{4z}) \right\}^{1/2} - m_{\pi^0} \right]^2$$

και για τους τρεις συνδιασμούς ζευγών των γαμμα.

3) Βρίσκουμε το d απο τη θέση στην οποία έχουμε το ελάχιστο των τριών ελαχίστων των συναρτήσεων (βλέπε σχήμα 5).



Ο αλγόριθμος σταματά όταν :

1) Δεν βρέθηκε τιμή του d: όλες οι $E_{\chi} > 0$

2) Μετά από μιά d περιοχή στην οποία οι ενέργειες και των τεσσάρων γάμμα είναι θετικές, βρίσκεται τουλάχιστον μία αρνητική.

3) Βρέθηκε ελάχιστο.

4) Η τιμή των τριών συναρτήσεων βρέθηκε να είναι < 60MeV.

Στον πίνακα 2 που ακολουθεί φαίνονται τα αποτελέσματα εξομοίωσης του προγράμματος. Πάνω από τη διακεκομμένη γραμμή αναφερόμαστε σε γεγονότα με μήκος διάσπασης μέχρι 10cm, τα οποία στην ιδανική περίπτωση θα έπρεπε να είχαν ποσοστό απόρριψης εκατό τοις εκατό ενώ από κάτω αναφερόμαστε σε γεγονότα με d μεγαλύτερο από 10cm και θα έπρεπε να είχαν ποσόστο απόρριψης μηδέν.

Μήκοs διάσπ. cm	Αρ. γεγονότων	Αρ.σωστών γεγονότων	Ποσοστό απόρριψης
0	140	100	71.5
10	150	72	52.0
20	154	108	30.0
40	140	112	20.0
60	132	116	12.0

Πίνακας 2

To online σύστημα

Αρχικά ο προγραμματισμός έγινε σε FORTRAN . Για κάθε βήμα του αλγορίθμου ο απαιτούμενος χρόνος ήταν 4msec σε 20MHz μP. Ο συνολικός χρόνος βρίσκεται ίσος με: 4msecx10 = 40msec όπου 10 είναι ο μέσος αριθμός βημάτων.

Ο προγραμματισμός σε assembly γλώσσα στον μΡ68020 της motorola μειώνει τον χρόνο κατά ένα παράγοντα 2-3 και ο τελικός στόχος που είναι ο χρόνος των 4ms/γεγονός επιτυγχάνεται με την χρήση ενος δικτύου από μικροεπεξεργαστές οι οποίοι συντονίζονται από έναν κύριο επεξεργαστή (Master). (βλέπε σχήμα 6). Η λειτουργία του Master επεξεργαστή είναι να κατανείμει στον εκάστοτε διαθέσιμο επεξεργαστή (slave) το επόμενο γεγονός.



Σχημα 6

Αναφορές

- 1. Algorithm to recognize gamma showers . T Geralis , P. Pavlopoulos , P. Tsilimigras . CP-LEAR note
- 2. Reconstruction of the decay vertex of $K^0 \rightarrow 2\pi^0$, without gamma energies . T. Nakada ,SIN CP-LEAR note.

Αποτελέσματα του πειράματος UAS απο αλληλεπιδράσεις πρωτονίων

Kai avrinputoviuv evépyeias 200-900 GeV oto kévipo judjas.

παρουσίαση απο τον

Flawn Evarrezou

- 1 -

Maveniernipio Iwayviver

1. ELGazum

Η πειραματική ομάδα UAS [ALN87] μελετά την παραχωγή σωματίων 6ε αλληλεπιδράδεις πρώτονίων - αντιπρωτονίων ενέργειας 200-900 GeV στο κέντρο μάζας, στον επιταχυντή SppS collider του CERN. Στη συνέχεια θα παρουδιαστούν αποτελέσματα απο την μελέτη ματανομών πολλαπλότητας και φευδωκύτητας (η=-lntan ½, όπου θ είναι η γωνία εξόδου του παραγομένου σωματίου), ότις αλληλεπιδράσεις pp καθώς επίσης ναι θεωρητικά πρότυπα που επιχειρούν την ερμηνεία των αδρονικών αλληλεπιδράδεων. Τέλος θα παρουδιαστούν αποτελέσματα απο την έρεινα του UAS για τον εντοπισμο γεγονότων κέπαυρος.

2. Monargornes dopaopievus ouparius

Mia onovária avarázuju tou neipaliatos UAS eivai n napaziaon tas kzi pátwons KNO. H apzikú unobecn kNO [KOB72] sacijetai Grav Kilipákwon Feyrman [FEV69] kai Snzivrei oti n popon tas katavopins nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nozzanzotatos (<n>P(n) oav ovagtanon tas perazzintas z = n/2n>, onov <n>n péon nov napatanon pánome et se evépzetes tov ISR (<n pexel es Gev) anoseixônke oti sev exel nozvo texi et se evépzetes collider (vs > s46 Gev). z to exvita 1 baivortai oi katavopés nozvanzitatos jia jegovota fan onza nepizzaons (NSD) dai zia evépzetes m.4 péxel 546 Gev et se verpo faju. [war87]. Eivai bavepo oti n katavopin tov UAS eivan nio evecia (upius se utazies nozzanzis).







2x1/4a 2. Metabali tor K-1 var cn>-2 με thr everytera. ICNO whipakwen 62 everytees ISR.

Σε ανάλυση των μετρήσων του UAS παρατηρήθηκε στι εε όλες τις ενεργειες zou collider, οι κατανομές πολλαπλότητας για jegovoτα μη απλής περίθλασης μπορούν «α περιγραφούν με πολύ καλή προσεχγίου από την αρνητική δυωνυμική κατανομή [ALN85]:

$$P(n; \langle n \rangle, k) = \begin{bmatrix} m+k-1 \\ k-1 \end{bmatrix} \frac{\langle \langle n \rangle/k \end{pmatrix}^n}{(1+\langle n \rangle/k)^{n+k}}$$

οπου (n) και k είναι παράμετρες που προσδιορίζονται απο την προσαρμοχή της ματανομής στα δεδομένα. Το (n) εκφράζει την μέση πολλαπλότητα ενω για k=1 η δυωνυμική κατανομή ισοδυναμεί με γεωμετρική μοι για K=20 εχουμε Poisson. 2το σχήμα 2 Baiverai η μεταβολή του 1/κ μαι 1/(n) με την ενέργεια, μαθώς επίσης μαι η δεύτερη moment $y_2 = \frac{4}{K} + \frac{1}{(n)}$ της αρνητικής δυωνυμικής ματανομής. Η μλιμάχωση ΚΝΟ Ισοδυναμεί με σταθερό y_2 σε μεταβολή της ενέργειας, οπως σαίνεται στο σχήμα 2 για τις ενέργειες ISR.

3. QKUTNIES OOPUGHEVWV EWHATIWV

Το UAS ανέλυσε πειραματικές μετρήσεις fia κατανομές της ψευδωκύτητας των παραχομένων σωματίων σε αληπλεπιδράσεις pp ενέρχειας 53,200,546 και 900 Gev στο κέντρο μάζας, χρησιμοποιώντας την ίδια παραματική συσκοιή και εφαρμόζοντας την ίδια μέσοδο ανάλυσης. Στο σχήμα 3 σαίνονται οι κατανομές της Ψευδωκύτητας για fejovita μη απλής περίολασης και για ενέρχειες από 53-900 Gev. Η άνοδος της κεντρικής περίοχής της κατανομής ρ(ο) με την ενέρχειες από 53-900 Gev. Η άνοδος της κεντρικής περίοχής της κατανομής ρ(ο) με την ενέρχειες του ISR. Οι κατανομές της κλιμάκωσης Feynman που παρατηρήθηκε στις ενέρχειες του ISR. Οι κατανομές της ψευδωκύτητας για διαδορετικά διαστήματα της πολλαπλότητας φαίνονται στο στήμα 4. Στην κεντρική περίοχή ([η] (1.5) η αύχηση του ρ(ο) με την πολλαπλότητα είναι πιο έντονη, ενώ με αύξηση της ενέρχειας οι κατανομές. ξίνονται ενρύτερες [ΑLNSE α]. Οι συνεχόμενες δραμμές στο εχήμα 4 είναι τα αποτεμέσματα τον Μοητε (ανδο.





Zxn 49 3. katavopinis tus yevswikututas n zia jegovota jun anznis riepitijaons vai evepperes 53-900 Gev (c.m.).

Ixing 4. Katavokés cns vévéwkurntas jia diadopetina diadnipata cns nozianjotutas naj jia evépjeres 200 vai 900 Gev(c.m.)

64

4. DEWPMIKA TPOTUTA

Ποιλές προβπάθειες έχουν fivel απο ομάδες οδωρητικών δυσικών fia την ερμηνεία των αδρονικών αλληλεπιδράδεων υψηλής ενέργειας, μαθώς επίσης μου την πρόβλεψη αποτελεσμάτων σε μελλοντικές ενέργειες. Τα πρότυπα αυτά στηρίζονται σε βασικές αρχές της χρωμοδυναμικής (QCD) μου έχουν πολλά κοινά σημεία.

- 2-
Στη συνέχεια θα παρουδιαδτούν τρία "μικροσκοπικά" πρότυπα που υπάρχουν και σε Monte Carlo και έχουν εφαρμογή στις αληγλεπιδράσεις pp του collider.

То протипо ABR (Aurenche, Bopp and Ranft) [AUR86] Егган ина рефтинијани екбови точ протипоч точ бипроч парточноч DPM, то опого иповетен точ хринатико биахирио и аброчниј афиренијараон чан Тич бириочрга био аристович аброчни. Мла нацеча арибиба qq-qq чан ина инкротери q-q. Он био аристови аброчни. Бартита и стропо пародного и стич вавска им срастици виковаон поч паратири и ис Ge афиренибратев сте. Он парофетрев точ пропиточ анточ се става он вичарите са борто тароном ба акеа тич арибити си о тропов Франова тич аристом.

Мерича протипа сюајсии бхебой-ондире́з вкебався всть тпися аддиденибрасно ти аброчиих. То протипо РҮТНА СВЕЛЯЗ иподојијен ти онипри окебаон дла Рнезалитеро апо Рти, опоч то катибли Рти е́хен сини негази 1.6 кан 2.0 сечис. Гла сине́з сиз Рт никросерес апо Рти е́хочке тпися вкебався аброчии, акадоза не то произочнего просипо АВР. Епипдеоч вти РУТНИА ипенсерхетан и поранети кройеня (имрасн рагатет) сих аброчих не сти норон били даизнан катагория.

Τέλος το πρότυπο FRITIOF [ΑΝΣ87] Θεωρεί τα αρχινά αδρόνια σαν μια γραμινή δίνης (voriex-line) σε χρωματικό υπεραβώζιμο μέσο. Σε πίπιες σκεδάσεις τα αδρόνια επικαζύπτονται και δίνουν δύο διεχερμένα πεδία με μορσή αλυσίδων. Τα πεδία εκπέμπον μαμακά χλουόνια και Θραύονται σύμδωνα με την μέσοδο Lund πευ χρησιμοποιεί και το πρότυπο. ΡγπιΑ. Η σύγυριση των τριών ανωτέρω προτυπων με τα δεδομένα του UAS σαίνονται στο επόμενο σχήμα 5 δια ενέργειες 200, 54 σ και 900 GeV [ALN88]



Ixintra 5. Kazaropies nullandotutas tov UAS kay avaloges katavolies tonin Demputikum nooninum Pythia, FRINDE Kay ABR Jia everytes 200 546,900 Lev.

5. Epeuva zia regovora kevraupos

Πειραματα με κοπμικές ακτίνες επόπιβαν ορισμένα γεχονότα αδρονικών αμηλεπιδράθων με παράβως ιδιότητες τα οποία ονόμασαν "εξωτικά". Στην κατηροία αυτή ανήκουν και τα γεχονότα "Κενταυρας" για τα οποία έκανε έρωνα και το UAS στις ενέρχειες του collider. Τα γεχονότα κένπαυρος παρατηρήθηκαν απο την ομάδα chacaltaya-Pamir επν Βολιβία, σε ανιχνεντές θαλάμους γαλακτιώματας. [LAT80]. Τα γεχονότα αυτά χαραυτηρίζονται απο υψηλή πολλαπλότητα παρογομέτων ουματίων με απονσία φωτονίων και προερχονται απο την αλληλεπίδραση ενός νουκλε. ονίου (βλήμα) ενέρχειας περίπου 1500 τεν ναι ενός ατμοσφαιρικού νουκλεονίου (ετόχος). Η ιεοδύναμη ενέρχεια στο κέντρο μάζας είναι περίπου VS = 1700 GeV. Απο την ανάλυση των μετρήσεων του UAS στα 546 GeV [ΑLP82] και στα 900 Gev [Αινεδε] δεν βρέσηκε κανένα ζεξονότα με τα ανωτέρω χαραετηρηστικά (τραφιμος μένη περιοχή στο δχήμα F), δίνοντας έτει τα ανωτέρω χαραετηρηστικά (τραβιωρής γεζονοτών κένταυρος για ενέργεια κέντρου μαζας 900 GeV, μεταζύ 0.1 και 0.4% σε 95% επίπεδο αιδιοδοξίαι (Ανάλογα με την υποτιθέμενη μέση Ρτ του γερονότως και την μέθοδο προσδιορισμού απο το UAS). Σχήμα 8. Η απουδία γεγονότων τυπου Κένταυρος GTIS ενέργειες του collider μπορεί να σημαίνει: (α) βρισχύμαετε κάτω απο το κατώ όλι ενέργειας παραγωγής Κένταυρος ή (β) τα γεγονότα που παρατηρήθηκαν GE κοσμικές αντίνες δεν είναι αποτέγεσμα αληλεπίδρασης αδρονίου-αδρονίου.





66.

Σχήμα 7. Τρισδάστατο σχέδιο της πολλαηδοτητας γαι των αυτονίων ανάβερονος γαι η περιοχώ που αναμένονται τα κένταν pes (546 Gev).

Σχήμα 8. Τα ανώτερα όρια παραγωχής jegoνοτων Κένταυρας, ανάγογα με την υποτιθέμεση <PT> και την μέσοδο προσδιορισμού (900 Gev).

6. Ιυμπεράσματα.

Παραβίαση της Κλιβάκωσης ΚΝΟ παρατηρήθηκε στις ενερχειες του collider. Η αρυητική δυωνυμική κατανομή προεεχήζει ικανοποιητικά τις κατανομές πολλαπλοτητος του UAS. Η ματανομή της ψευδωκύτητας στην κεντρική περιοχή αυξάνει με την ενέρχεια παραβιάζοττας την κλικάκωση Feynman. Θεωρητικά πρότυπα αναπαβάρου ικανοποιητικά τις κατανομές πολλαπλότητας. Δεν βρέθηκαν δερούτα Κένταυρος στις ενέρχειες τον collider.

ANAGOPES

CALN85] UAS collaboration, Phys. Lett. 160B (1985)199.
[ALN86a] Z. Phys. C-Particles and Fields. 33 (1986) 1-6.
[ALN86b] _11-, Phys. Lett. 180B (1986) 415.
[ALN 87] _11- , Phys. Reports Vol 154 (1987) 247-383
[ALN88] - 11-, multiplicity paper to be published.
[ALP 82] -11-, Phys. Lett. 1158 (1982)71-76.
[AND87] B. Andergon, G. Gustafson and B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. B281 (1987) 289.
[AUR86] P. Aurenche, F. Bopp and J. Ranft Phys. Rev. 33D (1986) 1876.
[BEN 87] H. Bengtsson and T. Sjöstrand Comp. Phys. Com. 46 (1987) 43.
[FEY69] R. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
[KOB72] Z. Koba, H. Nielsen, P. Olosen, Nucl. Phys. B40(1972)317.
[LAT80] C. Lattes et al Phys. Rep. C 65 (1980)151
[WAR87] D. Ward, CERN report, CERN-EP /87-178

Παραγωγη παραξενων σωματιων σε αλληλεπιδρασεις pp ενεργειας 200-900 GeV στο κεντρο μαζας.

Συνεργασια UA5 Παρουσιαση : Ν. Μανθος Τμημα Φυσικης Πανεπιστημιου Ιωαννινων

Περιληψη

Παρουσιαζονται αποτελεσματα του πειραματος UA5 που αναφερονται στην παραγωγη Καονιων και^γπερονιων Λ και Ξ⁻ στην κεντρικη περιοχη της ωκυτητας σε αλληλεπιδρασεις pp στην περιοχη ενεργειων 200-900 GeV στο κεντρο μαζας. Επισης γινεται συγκριση με αποτελεσματα του UA5 στα 546 GeV στο κεντρο μαζας.

Εισαγωγη

Οι κυριοι ανιχνευτες του UA5 ειναι δυο μεγαλοι θαλαμοι καταιονισμων και παρα την μη υπαρξη μαγνητικου πεδιου ειναι δυνατος ο προσδιορισμος, απο τις γωνιες διασπασης, της ορμης των εξης παραξενων διασπασεων:

$$\begin{split} & K_{s}^{0} \rightarrow \pi^{+}\pi^{-} \\ & K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-} \\ & \Lambda^{-} \rightarrow p^{-}\pi^{-} \\ & \Xi^{-} \rightarrow \pi^{-} \Lambda \rightarrow p^{-}\pi^{-} \end{split}$$

Λεπτομερειες για τον τροπο αναλυσης δινονται στις αναφορες {1,2,3,4,5,6}. Η γεωμετρικη αποδοχη των ανιχνευτων για τις συγκεκριμενες τοπολογιες κυμαινεται μεταξυ 1% και 12%. Τα αποτελεσματα βασιζονται στις μεν 3 πρωτες τοπολογιες σε ~ 4000(7000) αλληλεπιδρασεις pp μη απλης περιθλασης στην δε τεταρτη σε ~ 7000 (11000) στην ενεργεια 200(900) GeV στο κεντρο μαζας.

Αποτελεσματα

And tic katavouec the eykapolae opune two avetere diaomaoeev mpoodiopizovtai η meon eykapola opun kai η meon mollamlothta two mapayomevev mapagevev owmatlev K_s^0 kai K^{\pm} , $\Lambda/\bar{\Lambda}(\Sigma^0/\bar{\Sigma}^0)$, Ξ^- {7,8} (Mivakae 1).

Η μεση εγκαρσια ορμη των ανωτερω παραξενων σωματιων φαινεται να αυξανει περισσοτερο απο οτι αναμενοταν απο τις χαμηλοτερες ενεργειες και ειναι μεγαλυτερη για τα Υπερονια σε συγκριση κε τα Καονια. Η μεση πολλαπλοτητα εκαστου των ανωτερω σωματιων αυξανει σαν συναρτηση του ln s² νομο τον οποιον ακολουθει και η μεση πολλαπλοτητα των φορτισμενων σωματιων.

Οι λογοι $2K_s^0 / (\pi^+ + \pi^-), 2\bar{\Lambda} / (K^0 + \bar{K}^0), \Xi^- / \Lambda$ καθως και η παραμετρος λ (καταστολη ιδιοτυπιας) υπολογισμενη με χρηση του λογου $2K_s^0 / (\pi^+ + \pi^-)$ φαινονταιστον Πινακα 2

{7,8}. Οι ανωτερω λογοι φαινεται να ειναι ανεξαρτητοι της ενεργειας της αλληλεπιδρασης ή η εξαρτηση ειναι ασθενης, η δε παραμετρος λ ειναι ~0.3.

Αναφορες

- {1} UA5 Collab., Phys. Lett. 115B (1982) 65
 {2} UA5 Collab., Nucl. Phys. B258 (1985) 505
 {3} UA5 Collab., Phys. Lett. 151B (1985) 309
 {4} K. Jon-And and C. Walck USIP 85-16
 {5} UA5 Collab., Phys. Lett. 199B (1987) 311
- {6} UA5 Collab., Phys. Rep. 154 (1987) 247
- {7} UA5 Collab., Kaon Production in pp interactions at c.m. Energies
 from 200 to 900 GeV. In preparation.
- {8} UA5 Collabor., Hyperon Production at 200 and 900 GeV c.m. energy. In preparation

	Rapidity	200GeV	546GeV	900GeV
K ^o s	Y <2.5	0.66±0.07	0.72±0,06	0,96±0.07
$\Lambda + \overline{\Lambda} + \Sigma^0 + \overline{\Sigma}^0$	Y <2	0.26 ^{+0.05} -0.10	0.25±0.05	$0.35^{+0.06}_{-0.09}$
-	Y <3	0.03 ^{+0.04} -0.02	0.04±0.01*	0.05 ^{+0.05} -0.03
K ^o s		0.53 ^{+0.08} -0.06	0.57±0.03	0.62+0.09
\+λ+Σ ⁰ +Σ ⁰	a. s. s. a.	0.82 ^{+0.20} -0.14	0.62±0.08	0.76 ^{+0.10} -0.08
onsku over Dugodnja Johk	n yokano: ni panuti	0.8 +0.5 -0.2	1.1 ±0.2	0.7 +0.2 -0.1

<u>Πινακας 1</u>. (a) Μεση πολλαπλοτητα παραξενων σωματιων

(b) Μεση εγκαρσια ορμη παραξενων σωματιων.(GeV/c) * P_T>1 GeV/c. Αποτελεσματα στα 546 GeV απο αναφορες {2,6}

	Rapidity	200GeV	546GeV	900GeV
$2K_{s}^{0} / (\pi^{+} + \pi^{-})$	Y ≤3.5	0.089± 0.011	0.095±0.009	0.100±0.008
$2 \bar{\Lambda}/(\kappa^0 + \bar{\kappa}^0)$	Y <2	0.24 +0.05 -0.10	0.24 ±0.05	0.22 +0.04
Ξ-/ν	Y <2	0.12 + 0.17 - 0.06	≈0.6 *	0.17 + 0.18 - 0.06
λ	81013 101 1	0.26 ±0.03	0.28 ±0.02	0.29 ±0.02

Πινακας 2. Λογοι παραξενων σωματιων και η λ παραμετρος (καταστολη ιδιοτυπιας)

A. MAPKOY

Status του ανιχνευτή Forward-RICH στο πείραμα DELPHI.

Ο ανιχνευτής Forward-RICH (F-RICH) στην κατασκευή του οποίου συμβάλλει ουσιαστικά ομάδα⁽¹⁾ από το ΕΚΕΦΕ "ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ", είναι ένας ανιχνευτής απεικόνισης δακτυλίων Cherenkov (σχ.1), στις δύο εμπρόσθιες περιοχές (12°<θ<35° και 145°<θ<168°) της πειραματικής διάταξης του DELPHI. Αποτελείται από υγρό ακτινοβολητή C₆F₁₄, αέριο ακτινοβολητή C₅F₁₂ και η ανίχνευση των φωτονίων γίνεται με θαλάμους TPC, δηλαδή με θαλάμους ολίσθησης που περιέχουν τη φωτοϊονιζόμενη ουσία TMAE από την οποία απορροφώνται τα φωτόνια Cherenkov ενώ τα ηλεκτρόνια που προκύπτουν ανιχνεύονται με αναλογικούς θαλάμους. Η ικανότητα διαχωρισμού σωματιδίων με τον F-RICH θα είναι για K/p μέχρι p = 50 GeV/c, για π/κ μέχρι p = 40GeV/c και για ε/π μέχρι p = 7 GeV/c.

Η συνεργασία F-RICH (ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ, UPPSALA, KOPENHAGEN, AMSTERDAM, KRAKOW WUPPERTAL) κατασκεύασε τμήμα του ανιχνευτή αυτού σε φυσικό μέγεθος, με το οποίο εκτελεί δοκιμές με δέσμες σωματιδίων στο CERN και με πηγές ακτινοβολίας U.V για την παγίωση του σχεδιασμού των συνιστωσών του ανιχνευτή.

Τα κυριώτερα αποτελέσματα των μέχρι τώρα δοκιμών συνοψίζονται παρακάτω: Το σχ. 2 δείχνει την κατανομή της θέσης των φωτονίων Cherenkov που προέρχονται από περίπου 1000 πιόνια. Η θέση στην κατανομή αυτή on-line υπολογίζεται από τη θέση του σύρματος που έδωσε σήμα και το χρόνο ολίσθησης. Διακρίνεται η δέσμη πιονίων που δίνει ιονισμό στην περιοχή (Α), φωτόνια Cherenkov που παράγονται στο παράθυρο χαλαζία τοι θαλάμου ολίσθησης (Β), ο δακτύλιος Cherenkov από τον αέριο ακτινοβολητή (C) και μέρος από το δακτύλιο του υγρού ακτινοβολητή (D).

Η λειτουργία του συστήματος περιγράφεται κυρίως από δύο μεγέθη, τη διακριτική ικαν. γωνίας ο και το συντελεστή ποιότητας Νο. ο οποίος καθορίδει τον αριθμό των φωτοπλεκτρονίων που ανιχνεύτηκαν Ν_{ρη} =No.L.sin²8 όπου L είναι το μήκος του ακτινοβολητή και 8 η γωνία εκπομπής των φωτονίων Cherenkov.

Ο αριθμός των φωτοπλεκτρονίων ανά σωματίδιο που παρατηρήσαμε από τον υγρό ακτινοβολητή ήταν 17 για μια θερμοκρασία TMAE 13.5°C. Αυτό αντιστοιχεί σε No = 43/cm ενώ από εξομοίωση Monte Carlo περιμένουμε No = 52/cm. Σε θερμοκρασία 30°, η οποία είναι λίγο μικρότερη από τη θερμοκρασία που θα λειτουργήσει τελικά ο ανιχνευτής περιμένουμε No = 63/cm. Η γωνιακή διακριτική ικανότητα ανά φωτοπλεκτρόνιο που παρατηρήθηκε από τον υγρό ακτινοβολητή ήταν σ = 10 mrad, και είναι συμβιβαστή με αυτήν που προκύπτει από την εξομοίωση αν ληφθούν υπόψη και οι διαστάσεις της δέσμης των σωματιδίων.

Σαν αέριος ακτινοβολητής χρησιμοποιήθηκε αρχικά άζωτο, το οποίο στη θερμοκρασία 13,5°C έδωσε Νο = 40/cm και η γωνιακή διακριτική ικανότητα ήταν 1.8 mrad / φωτοηλεκτρόνιο.

Στο σχ. 3 φαίνεται διαχωρισμός Κ/π για δέσμη 10 GeV/c από τα δεδομένα που πήραμε στο PS με αέριο ακτινοβολητή C₅F₁₂.

Ο ακτινοβολητής CoF12 απέδωσε στις πρώτες αυτές δοκιμές σημαντικά μικρότερο σριθμό φωτοηλεκτρονίων από ότι περιμέναμε, αυτό όμως προκλήθηκε από εισροή αέρα στο σύστημα του ακτινοβολητή λόγω βλάβης στους αγωγούς. To

Νέες δοκιμές με το πρωτότυπο του F-RICH θα γίνουν το καλοκαίρι του 1988 όταν θα τελειώσει ο πρώτος αναλογικός θάλαμος που κατασκευάζεται σύμφωνα με τον τελικό σχεδιασμό του ανιχνευτή.

Οι δραστηριότητες της ομάδας του του ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ στα πλαίσια του ανιχνευτή F-RICH είναι : έχει σχεδιάσει τους προενισχυτές των αναλογικών μαλάμων και έχει κατασκευάσει εκατοντάδες κανάλια προενισχυτών για τις δοκιμές. Εχει σχεδιάσει τους ΑDMUX (amplifier - discriminator - multiplexer), και κατασκευάδει τα αντίστοιχα πρωτότυπα. Εργάδεται για την ανάπτυξη συστήματος U.V monitoring των ανιχνευτών φωτονίων και την εγκατάσταση/προσαρμογή του λογισμικού ανάλυσης και εξομοίωσης στο ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ.

Το σύστημα U.V monitoring που αναπτύσσουμε χρησιμοποιεί οπτικές ίνες χαλαδία τοποθετημένες παράλληλα προς τα παράθυρα των ανιχνευτών φωτονίων ώστε να προβληθούν συνεχείς γραμμές ακτινοβολίας U.V πάνω σ'αυτά και να μπορεί να ελεγχθεί η απόδοση των των ανιχνευτών σε όλα τα κανάλια των ηλεκτρονικών. Για τη μέτρηση της ταχύτητας ολίσθησης χρειάδεται να προβληθούν πάνω στους ανιχνευτές φωτεινά σημεία. Αυτό θα γίνει ή με ίνες χαλαδία με τροχισμένα σημεία στην επιφάνειά τους τοποθετημένες παράλληλα προς το παράθυρο, ή με μια ίνα για κάθε φωτεινό σημείο τοποθετημένη κάθετα προς το παράθυρο (αυτή η μέθοδος χρησιμοποιείται από παλαιότερα).

Η ομάδα του DELPHI του ΕΚΕΦΕ "ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ" έχει πραγματοποιήσει μέχρι τώρα σειρά δοκιμών του πρωτοτύπου του F-RICH με δέσμες σωματιδίων και πηγές U.V στο CERN, για την παγίωση του σχεδιασμού του ανιχνευτή, και θα συμβάλλει ενεργά στις νέες δοκιμές. Συμμετέχει επίσης στην κατασκευή του ανιχνευτή Barrel-RICH με την κατασκευή των πλαισίων διαμόρφωσης του πλεκτρικού πεδίου και τις δοκιμές των LTD.

(1) Η ομάδα του ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ : Ν. Δημητρίου, Μ. Δρης, (τώρα Ε.Μ.Π.), Ε. Ζευγολατάκος, Γ. Θεοδοσίου, Π. Κοκκινιάς, Π. Κωσταράκης, Α. Μάρκου, Π. Μπελτράν, Ε. Μοσχότη, Π. Μωϋσίδης (Ε.Μ.Π.), Σ. Ξυρούτσικος, Ε. Σαραγάς, Α. Σώκος.

A state of the sta

.

77



1 :

Forward Rich tests και μελέτη φυσικής Β μεσονίων.

Π. Φ. Μπελτράν, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος'

A) Forward Rich tests και ανάλυση off-line.

Ο πρόσθιος ανιχνευτής Rich (Ring Image CHerenkov) χρησιμοποιείται στο πείραμα DELPHI του LEP για την αναγνώριση των αδρονίων. Η λειτουργία του στηρίδεται στη μέτρηση της γωνίας Cherenkov στο θάλαμο ολίσθησης και ανιχνεύονται από αναλογικούς θαλάμους. (εικ. 1)



Για την ανάπτυξη και τελειοποίηση της τεχνικής Rich έγιναν πάρα πολλά tests ώστε να βρεθούν οι καλύτερες δυνατές συνθήκες λειτουργίας του ανιχνευτή. Επειδή τα Rich θα λειτουργήσουν μέσα σε μαγνητικό πεδίο, μια σειρά από τα tests αυτά είχαν σκοπό να ελεγχθεί η σταθερότητα και η απόδοση των αναλογικών θαλάμων μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Τα tests απέδειξαν ότι χρησιμοποιώντας γεωμετρία με σταυρωτά διαφράγματα (εικ. 2) δεν έχουμε απώλειες λόγω εκτροπής Lorenz (εικ. 3) και ακόμη ότι η σταθερότητα των θαλάμων είναι εξ ίσου καλή μέσα και έξω από το μαγνητικό πεδίο.

Για την καλύτερη κατανόηση της λειτουργίας του ανιχνευτή φτιάξαμε ένα πρόγραμμα για την ανάλυση των δεδομένων off-line. Το πρόγραμμα χρησιμοποιήθηκε ήδη για μελέτη διαφόρων τύπων παρασιτικών σημάτων (παραγωγή δευτερογενών φωτονίων, cross talk κλπ) ενώ στο άμεσο μέλλον θα το χρησιμοποιήσουμε για τον υπολογισμό της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή (σ) και του παράγοντα ποιότητας $N_{\rm e} = N/1 n\mu^2 \theta_{\rm c}$ όπου N = αριθμός ανιχνευσμένων φωτοπλετκονίων, 1 = μήκος ακτινοβολητή $\theta_{\rm c} = γωνία$ Cherenkov.

Β) Φυσική Β μεσονίων.

Η φυσική των Β μεσονίων είναι ένασ από τους στόχους μελέτης του ανιχνευτή DELPHI. Πιο συγκεκριμένα σκοπεύουμε να μελετήσουμε τα φάσματα μάζας των Β μεσονίων και τις γωνίες μίξης.

1) Φασματοσκοπία.

Ο εμπλουτισμός του δείγματος σε bb πίδακες επιτυγχάνεται κρατώντας γεγονότα με thrust > 0.9 ώστε να απομονωθούν οι πίδακες tt και z > 0.6 ώστε να διαχωρισθούν οι cc πίδακες.

Για την κατάσταση της μάζας των Β μεσονίων στηριζόμαστε σε διασπάσεις των Β σε D μεσόνια (αντιδράσεις που ευνοούνται από τη μορφή της μήτρας Kobayashi Maskawa) και μόνον διασπάσεις των D's σε φορτισμένα σωμάτια, όπως για παράδειγμα

 $B^{-} \longrightarrow D^{\circ} \pi^{-}$

$$K'n^{\dagger} + K'n^{\dagger}n^{\dagger}n^{\dagger}$$

Τα παραγόμενα καόνια στις αντιδράσεις αυτές έχουν ορμή μεταξύ 1.5 και 12 GeV/c με μέγιστο στα 5 GeV/c.

Επειδή τα Rich είναι η κυριότερη συσκευή του DELPHI για αναγνώριση σωματίων είναι μέσα στους άμεσους στόχους μας να μελετήσουμε διεξοδικά την αποτελεσματικότητα του Rich στην αναγνώριση καρνίων και πιονίων που προέρχονται από διασπάσεις των B's.

2) Ταλαντώσεις των Β^ομεσονίων.

Η πειραματική μέτρηση των ταλαντώσεων Β^ο στηρίζεται στις ημιλεπτονικές διασπάσεις των Β΄. Αφού Β --> Ι΄ και Β΄ --> Ι΄, περιμένουμε να ανιχνεύσουμε δύο λεπτόνια αντιθέτου φορτίου στα δύο ημισφαίρια του ανιχνευτή όταν δεν έχουμε ταλάντωση και δύο λεπτόνια με το ίδιο φορτίο όταν έχει γίνει ταλάντωση. Η κύρια συνεισφορά στο background που προέρχεται από ημιλεπτονικές διασπάσεις D μεσονίων είναι δυνατόν να αφαιρεθέι μα κατάλληλα φίλτρα στην εγκάρσια ορμή των λεπτονίων. (εικ. 4)



Τέλος είναι ενδιαφέρον να δούμε αν οι ταλαντώσεις προέρχονται κυρίως από Β°s μεσόνια (standard model) ή αν υπάρχει σημαντική συνεισφορά στις ταλαντώσεις από Β°d.

Για να ξεπεράσουμνε το πρόβλημα της μικρής παραγωγής Β'ς σε σύγκριση με τα Β'd στηριζόμαστε στο αγεγονός ότι τα Β' χωρίς S quark δίνουν στην τελική κατάσταση 1 k k', τα Β'ς δίνουν 1 k k και τα Β'ς όταν έχουμε ταλάντωση δίνουν 1 k'k', και θεωρούμε για τη μέτρηση των ταλαντώσεων το λόγο

$$\Delta = \frac{N_{\ell^* \kappa^* \kappa^*} - N_{\ell^* \kappa^* \kappa^*}}{N_{\ell^* \kappa^* \kappa^*}}$$

που είναι ανεξάρτητος από το μικρό αριθμό παραγομένων Β°ς.

