

Μανόλης Δρης
Δημόκριτος 6/1981

17-6-26

ΜΑΘΗΜΑΤΑ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Οι σημειώσεις που ακολουθούν είναι αποτέλεσμα μιας σειράς μαθημάτων που δόθηκαν σε μεταπτυχιακούς σπουδαστές στο Κ.Π.Ε. Δημόκριτος κατά την περίοδο 1980-1981.

Φιλοδοξούμε να δώσουμε μελλοντικά ένα πιο ολοκληρωμένο βιβλίο Φυσικής Σωματιδίων που να περιέχει φαινομενολογία και πειραματικά θέματα. Επειδή υπάρχει πολύ γρήγορη ανάπτυξη σε αυτό τον τομέα της Φυσικής, δυστυχώς, δεν υπάρχει, κατά τη γνώμη μας, ούτε διεθνώς κάτι απόλυτα ικανοποιητικό που να καλύπτει και τα νεότερα επιτεύγματα θεωρητικά (φαινομενολογικά) και πειραματικά. Θα θέλαμε να δώσουμε έμφαση στο πειραματικό μέρος διότι, η προσωπική μας εμπειρία έδειξε ότι οι φοιτητές δείχνουν αδυναμία, κυρίως, στην κατανόηση πειραματικών πληροφοριών. Εκτός από περιγραφές πειραματικών οργάνων, σε αυτά τα μαθήματα δώσαμε και τις περιγραφές δυο κλασικών πειραμάτων (τα οποία έχουν οδηγήσει σε Νόμπελ Φυσικής) ώστε να μπορέσουν οι φοιτητές να καταλάβουν τη σύνδεση θεωρίας και πειράματος και την αλληλοεξάρτησή τους.

Κ.Π.Ε. Δημόκριτος, Ιούνιος 1981

Μανόλης Αντ. Δρης

1. ΣΧΕΤΙΚΙΣΤΙΚΗ ΚΙΝΗΜΑΤΙΚΗ

Αναλλοίωτο γραμμικό στοιχείο

Ας θεωρήσουμε δύο συστήματα αναφοράς K και K' που το ένα κινείται ως προς το άλλο με σταθερή ταχύτητα. Αν το ένα είναι αδρανειακό σύστημα τότε και το άλλο είναι επίσης αδρανειακό. Αντί αδρανειακό σύστημα χρησιμοποιούν συχνά το όρο σύστημα Lorentz. Ένα γεγονός ή κοσμοσημείο έχει τρεις χωρικές και μια χρονική συντεταγμένη. Ένα τέτοιο σημείο ανήκει σε ένα τετραδιάστατο χώρο που λέγεται χώρος Minkowski.

Ας θεωρήσουμε δυο γεγονότα P_1 και P_2 με συντεταγμένες (x_1, y_1, z_1, t_1) και (x_2, y_2, z_2, t_2) μετρημένες από το σύστημα αναφοράς K . Ας υποθέσουμε ότι το γεγονός 1 παριστάνει την εκπομπή φωτός από το (χωρικό) σημείο x_1, y_1, z_1 τη χρονική στιγμή t_1 και το 2 παριστάνει την απορρόφησή του στο σημείο x_2, y_2, z_2 τη χρονική στιγμή t_2 . Η χωρική απόσταση d μεταξύ αυτών των δυο χωρικών σημείων είναι $d = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$. Υπενθυμίζουμε ότι η ταχύτητα του φωτός, c , σε κάθε αδρανειακό σύστημα είναι η ίδια και ίση με 299 792 458 m/s ακριβώς. Επομένως, αν το K είναι αδρανειακό σύστημα και το K' ένα άλλο αδρανειακό σύστημα στα οποία τα γεγονότα 1 και 2 έχουν συντεταγμένες αντιστοίχως (x'_1, y'_1, z'_1, t'_1) και (x'_2, y'_2, z'_2, t'_2) , τότε προφανώς έχουμε:

$$d = c(t_2 - t_1)$$

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 \quad (1-1)$$

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (y'_2 - y'_1)^2 + (z'_2 - z'_1)^2 = c^2(t'_2 - t'_1)^2 \quad (1-2)$$

Ας θεωρήσουμε τώρα δύο γεγονότα που δεν αντιπροσωπεύουν εκπομπή και απορρόφηση φωτός αλλά απλώς είναι πολύ κοντά το ένα στο άλλο. Ορίζουμε την απειροστή απόσταση ds στον χώρο των τεσσάρων διαστάσεων μεταξύ αυτών των δυο γεγονότων με τη σχέση: $ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$, εννοείται ότι

$$ds^2 = ds ds = (ds)^2.$$

Σε ένα άλλο αδρανειακό σύστημα θα έχουμε:

$$(ds')^2 = c^2 (dt')^2 - (dx')^2 - (dy')^2 - (dz')^2.$$

Από τις (1-1) και (1-2) προκύπτει ότι, για απειροστά,

αν $ds = 0$ τότε $ds' = 0$.

Τα ds και ds' είναι απειροστά ίδιας τάξης άρα $ds = a ds'$, όπου a σταθερό. Τα K και K' είναι ισοδύναμα άρα $ds' = a ds$ οπότε $a = \pm 1$.

Στην περίπτωση που το ένα σύστημα δεν κινείται ως προς το άλλο, δηλαδή κινείται ως προς το άλλο με μηδενική ταχύτητα, είναι προφανές ότι $ds = ds'$ άρα για λόγους συνέχειας $a = +1$.

Αν ολοκληρώσουμε το ds μεταξύ δύο σημείων κατά μήκος της πεπερασμένης «ευθείας» που τα ενώνει στον τετραδιάστατο χώρο τότε παίρνομε το πεπερασμένο τετραδιάστημα Δs μεταξύ τους που δίνεται από τη σχέση,

$(\Delta s)^2 = c^2(\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$. Αυτή η απόσταση είναι αναλλοίωτη (είναι ίδια) για όλα τα αδρανειακά συστήματα.

Το μέγεθος ds , $(ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2)$ λέγεται αναλλοίωτο γραμμικό στοιχείο.

Χωρομορφικές και χρονομορφικές αποστάσεις

Έστω δυο γεγονότα P_1 και P_2 που η μεταξύ τους τετραπόσταση δίνεται κατά τα γνωστά από τη σχέση, $\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2)$. Η απόσταση Δs λέγεται χωρομορφική απόσταση αν μπορεί να βρεθεί ένα αδρανειακό σύστημα ως προς το οποίο τα δυο γεγονότα συμβαίνουν την ίδια χρονική στιγμή, δηλαδή $\Delta t' = 0$. Επειδή το Δs^2 είναι αναλλοίωτο θα έχουμε,

$$\begin{aligned} \Delta s^2 &= c^2 \Delta t^2 - (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2) = (\Delta s')^2 \\ &= c^2 (\Delta t')^2 - ((\Delta x')^2 + (\Delta y')^2 + (\Delta z')^2) \\ &= -((\Delta x')^2 + (\Delta y')^2 + (\Delta z')^2) < 0 \end{aligned}$$

Το συμπέρασμα είναι ότι για να είναι μια απόσταση Δs μεταξύ δύο γεγονότων χωρομορφική πρέπει:

$$\Delta s^2 < 0$$

Η απόσταση Δs λέγεται χρονομορφική αν μπορεί να βρεθεί ένα σύστημα αναφοράς ως προς το οποίο τα δυο γεγονότα συμβαίνουν στο ίδιο χωρικό σημείο, δηλαδή

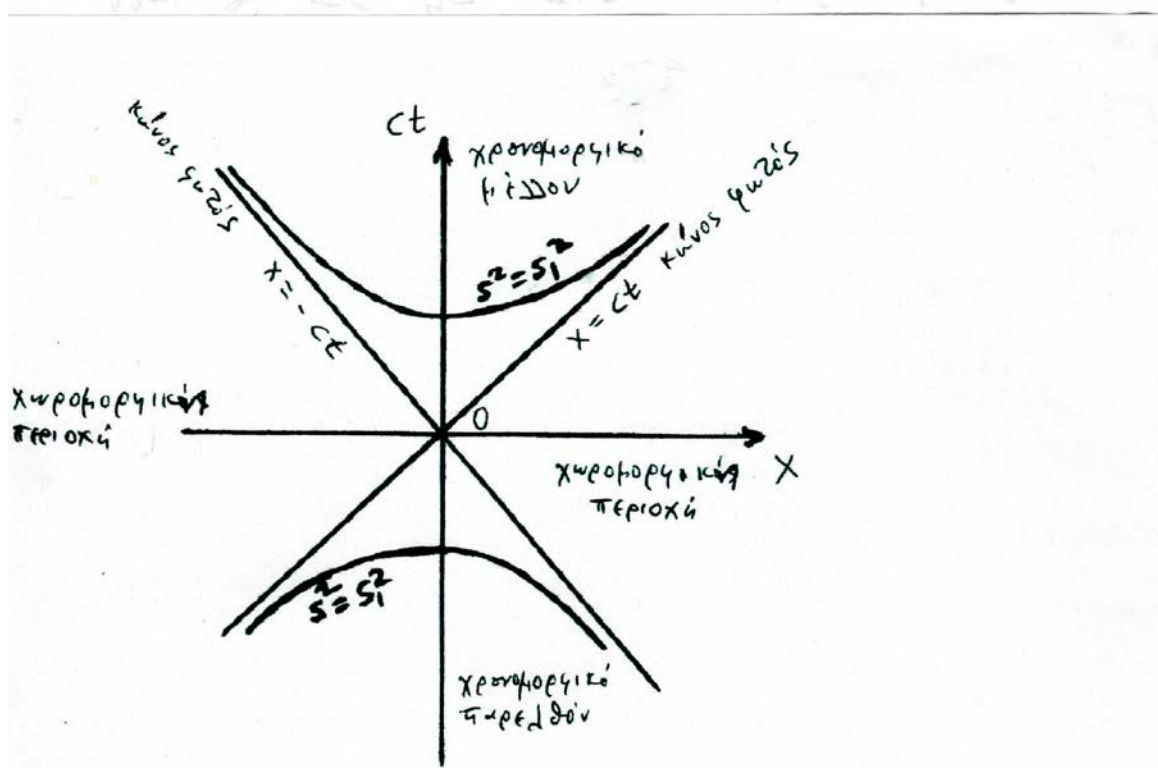
$$(\Delta x')^2 + (\Delta y')^2 + (\Delta z')^2 = 0.$$

Είναι προφανές ότι θα έχουμε:

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2) = (\Delta s')^2 \\ = c^2 (\Delta t')^2 > 0$$

άρα για να είναι μια απόσταση χρονομορφική πρέπει:

$$\Delta s^2 > 0 .$$



Σχήμα 1-1. Κώνος φωτός

Στο Σχήμα 1-1, στην αρχή των δυο συντεταγμένων έχουμε βάλει ένα γεγονός (0), με όλες τις συντεταγμένες μηδέν. Υποθέτουμε ότι όλα τα σημεία του χώρου του Minkowski έχουν $y = z = 0$. Είναι ευνόητο ότι όλα τα σημεία του τετραδιάστατου χώρου έχουν συντεταγμένες σχετικές με το γεγονός που βάλαμε στην αρχή των αξόνων. Σημεία που βρίσκονται πάνω στις δυο ευθείες με την ένδειξη «κώνος φωτός» έχουν $s^2 = c^2 t^2 - x^2 = 0$. Αυτό θα πει ότι τέτοια σημεία μπορούν να «επικοινωνήσουν» με το γεγονός 0 μόνο με σήματα που ταξιδεύουν με την ταχύτητα του φωτός. Αυτό είναι προφανές από τη σχέση $x = ct$.

Σημεία που βρίσκονται μεταξύ των δύο ευθειών με τις ενδείξεις «κώνος φωτός» στις περιοχές που λέμε χρονομορφικές, συνδέονται με την αρχή 0 με σχέσεις της μορφής: $s^2 = c^2 t^2 - x^2 > 0$ ή $c^2 t^2 > x^2$ που σημαίνει ότι υπάρχει ταχύτητα $v < c$ έτσι που $v t = x$. Δηλαδή τα σημεία της χρονομορφικής περιοχής μπορούν να αλληλεπιδρούν με την αρχή 0 με σήματα που τρέχουν με ταχύτητα μικρότερη αυτής του φωτός. Τα σημεία με $ct > 0$ αποτελούν το μέλλον και τα σημεία με $ct < 0$ αποτελούν το παρελθόν. Ένα γεγονός που ανήκει στο μέλλον (σε σχέση με το 0) θα ανήκει πάντα στο μέλλον (σε σχέση με το 0), ακόμη και αν μετασχηματίσουμε όλα τα σημεία του τετραδιάστατου χωρόχρονου ως προς ένα άλλο αδρανειακό σύστημα. Το ίδιο ισχύει και για τα σημεία του παρελθόντος. Αυτό προκύπτει από το γεγονός ότι οι μετασχηματισμοί αυτοί που αφήνουν το Δs^2 αναλλοίωτο αποτελούν μια συνεχή ομάδα και δεν μπορούν να μετατρέψουν ένα διάστημα $\Delta s > 0$ σε διάστημα $\Delta s < 0$ και αντιστρόφως. Τα σημεία του τετραδιάστατου χώρου με την ένδειξη χωρομορφική περιοχή δε μπορούν να επικοινωνήσουν με το 0 διότι, $s^2 = c^2 t^2 - x^2 < 0$. Πιο απλά, η απόσταση x είναι τόσο μεγάλη που δεν υπάρχει ταχύτητα v μικρότερη από c τέτοια που $x = v t$. Αυτό είναι κάτι που δεν απαντά στη μη σχετικιστική φυσική, όπου η ταχύτητα του φωτός είναι άπειρη και ο χώρος του Σχήματος 1-1 δεν έχει τις περιοχές που ονομάζουμε χωρομορφικές.

Μια άλλη αξιόλογη διαφορά από τον κοινό ευκλείδιο χώρο, της μη σχετικιστικής φυσικής, είναι ότι στον ευκλείδιο χώρο (τρεις διαστάσεις) τα σημεία (στο επίπεδο) που απέχουν ίσες αποστάσεις από την αρχή των συντεταγμένων, βρίσκονται πάνω στην περιφέρεια κύκλου. Στην περίπτωση του χώρου του Minkowski για δύο διαστάσεις (Σχήμα 1-1) τα σημεία με $s^2 = \text{σταθερό} = s_1^2$ βρίσκονται πάνω σε δυο υπερβολές, $c^2 t^2 - x^2 = \text{σταθ.} = s_1^2$ όπως φαίνεται στο σχήμα.

Μετασχηματισμός Lorentz

Έστω ότι έχουμε δυο αδρανειακά συστήματα K και K' που έχουν παράλληλους άξονες συντεταγμένων $x \parallel x', y \parallel y', z \parallel z'$. Θεωρούμε ότι τη χρονική στιγμή $t = t' = 0$ οι αρχές των αξόνων συμπίπτουν. Έστω $\vec{V}$ η ταχύτητα του K' ως προς το K .

Ο μετασχηματισμός Lorentz για τις (χωρικές) συντεταγμένες ενός σημείου και για το χρόνο από το σύστημα K' στο σύστημα K είναι:

$$\begin{aligned}\vec{X} &= \vec{X}' + \vec{\beta} \gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{X}' + ct' \right) \\ ct &= \gamma(ct' + \vec{\beta} \cdot \vec{X}') \\ \vec{\beta} &= \vec{V}/c, \quad \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}\end{aligned}$$

Ίδιες σχέσεις ισχύουν αν κάμουμε τις αντικαταστάσεις

$$\vec{X} \rightarrow \vec{P}, \vec{X}' \rightarrow \vec{P}'$$

$$ct \rightarrow E, ct' \rightarrow E'$$

Δηλαδή αντικαθιστούμε τη θέση και το χρόνο με την ορμή και την ενέργεια. Θα δούμε παρακάτω ότι πρόκειται για τετραδιανύσματα.

Μετασχηματισμός ταχυτήτων

Η ταχύτητα $\vec{v}'$ ενός κινητού στο σύστημα K' μετασχηματίζεται στην ταχύτητα $\vec{v}$ στο σύστημα K . Υποθέτουμε ότι η ταχύτητα του συστήματος K' ως προς το K είναι $\vec{V}$ και $\vec{\beta} = \vec{V} / c$, $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$. Υποθέτουμε ότι οι αντίστοιχοι άξονες είναι παράλληλοι όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Έχουμε,

$$\vec{v} = \left[\vec{v}' + c\vec{\beta}\gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{v}'}{c} + 1 \right) \right] / \left[\gamma \left(1 + \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{v}'}{c} \right) \right]$$

Μετασχηματισμός γωνιών

Αν η ταχύτητα $\vec{v}$ είναι κατά μήκος του άξονα x και η ταχύτητα $\vec{v}'$ είναι στο επίπεδο $x'y'$ (προφανώς και στο επίπεδο xy) τότε εύκολα βρίσκουμε από την παραπάνω σχέση ότι:

$$v_x = v \cos \theta = \frac{v' \cos \theta' + \frac{\beta^2 \gamma^2}{\gamma+1} v' \cos \theta' + \beta \gamma c}{\gamma \left(1 + \frac{\beta}{c} v' \cos \theta' \right)}$$

$$= \frac{v' \cos \theta' + \beta c}{1 + \frac{\beta}{c} v' \cos \theta'}$$

θ' και θ είναι οι γωνίες των διανυσμάτων $\vec{v}', \vec{v}$ με τους αντίστοιχους άξονες x', x των δύο συστημάτων K' και K .

Τελικώς:

$$\tan \theta = \frac{v' \sin \theta'}{\gamma(v' \cos \theta' + \beta c)}$$

Τετραδιανύσματα και αναλλοίωτα μεγέθη

Το τετραδιάνυσμα έχει τέσσερις συνιστώσες (X_1, X_2, X_3, X_4) που μετασχηματίζονται μεταξύ αδρανειακών συστημάτων με μετασχηματισμό Lorentz όπως μετασχηματίζονται οι συνιστώσες του $ds = (cdt, dx, dy, dz)$. Ο μετασχηματισμός Lorentz αφήνει το $ds^2 = c^2 dt^2 - (d\vec{r})^2$, $(d\vec{r})^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, αναλλοίωτο.

Η πρόσθεση δύο τετραδιανυσμάτων δίνει ένα νέο τετραδιάνυσμα με συντεταγμένες που είναι τα αθροίσματα των συντεταγμένων των δύο τετραδιανυσμάτων.

Αν $P = (P_0, P_1, P_2, P_3)$ είναι ένα τετραδιάνυσμα τότε ορίζεται το μέτρο του στο τετράγωνο σύμφωνα με τη σχέση:

$$P^2 = P_0^2 - (P_1^2 + P_2^2 + P_3^2)$$

Αυτό είναι αναλλοίωτο μέγεθος ως προς μετασχηματισμούς Lorentz. Το εσωτερικό γινόμενο δυο τετραδιανυσμάτων P, Q ορίζεται ως:

$$P \cdot Q = P_0 Q_0 - (P_1 Q_1 + P_2 Q_2 + P_3 Q_3)$$

Αυτή είναι επίσης αναλλοίωτη ποσότητα ως προς μετασχηματισμούς Lorentz.

Ισχύει η σχέση,

$$(P + Q)^2 = P^2 + 2PQ + Q^2$$

Αυτή είναι επίσης αναλλοίωτη με την παραπάνω έννοια.

Παραδείγματα τετραδιανυσμάτων είναι τα παρακάτω.

$X = (ct, \vec{x})$ το τετραδιάνυσμα του χωρόχρονου

$$c \frac{dX}{ds} = (c\gamma, c\gamma\vec{\beta})$$

Ισχύει, $c \frac{dX}{ds} = \frac{dX}{d\tau}$, όπου τ είναι ο ιδιόχρονος. Ο στοιχειώδης ιδιόχρονος ορίζεται

ως, $d\tau = \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} / c$ και είναι αναλλοίωτο μέγεθος. Αυτός είναι ο χρόνος που μετρά κανείς από ένα σύστημα για το οποίο $dx^2 + dy^2 + dz^2 = 0$.

Προφανώς είναι ο χρόνος που μετρά ρολόι κινούμενο με το σύστημα.

Το μέγεθος $\frac{dX}{d\tau}$ είναι η τετραταχύτητα.

Το μέγεθος,

$$P = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) = m \frac{dX}{d\tau} = (m\gamma c, m\gamma \vec{\beta} c)$$

λέγεται τετραορμή, προφανώς είναι τετραδιάνυσμα.

Σε κάθε τετραδιάνυσμα υπάρχει η συνιστώσα (συντεταγμένη) X_0 η οποία μετασχηματίζεται όπως ο χρόνος. Υπάρχουν και οι τρεις συνιστώσες X_1, X_2, X_3 του $\vec{X}$ που μετασχηματίζονται όπως οι χωρικές συνιστώσες του $ds = (cdt, dx, dy, dz)$.

Το τετραδιάνυσμα είναι: $P = (X_0, \vec{X})$. Οι κάθετες χωρικές συνιστώσες ενός τετραδιανύσματος ως προς τη σχετική ταχύτητα δύο αδρανειακών συστημάτων διατηρούνται όταν μετασχηματίζονται με μετασχηματισμούς Lorentz από το ένα σύστημα στο άλλο.

Αν το μέτρο στο τετράγωνο ενός τετραδιανύσματος είναι θετικός αριθμός το τετραδιάνυσμα λέγεται χρονομορφικό. Τέτοιο μέγεθος είναι το

$$\frac{dX}{d\tau} = (c\gamma, c\gamma \vec{\beta})$$

$$\text{άρα } \left(\frac{dX}{d\tau} \right)^2 = V^2 = c^2 \gamma^2 - c^2 \gamma^2 \vec{\beta}^2$$

$$V^2 = c^2 \gamma^2 (1 - \beta^2) = c^2 \gamma^2 / \gamma^2 = c^2 > 0.$$

$$\text{Το } P = (E/c, \vec{p}) = m \frac{dX}{d\tau} = (m\gamma c, m\gamma \vec{\beta} c) \text{ δίνει}$$

$$P^2 = m^2 V^2 = m^2 c^2 > 0, \text{ δηλαδή είναι και αυτό χρονομορφικό.}$$

Μονάδες

Στη Φυσική Σωματιδίων χρησιμοποιούμε ως μονάδα ενέργειας τα eV, MeV, GeV, TeV.

Ισχύουν:

$$1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J} = 1,602 \text{ erg}$$

$$1\text{TeV} = 10^3 \text{ GeV} = 10^6 \text{ MeV} = 10^9 \text{ eV}$$

Οι μάζες μετρούνται σε μονάδες ενέργειας δια της ταχύτητας του φωτός στο τετράγωνο, δηλαδή σε $\text{eV} / c^2, \text{MeV} / c^2, \text{GeV} / c^2, \text{TeV} / c^2$.

Οι ορμές μετρούνται σε $\text{eV} / c, \text{MeV} / c, \text{GeV} / c, \text{TeV} / c$

Πολλές φορές παραλείπεται το $/c^2$ και το $/c$. Ουσιαστικά οι μονάδες είναι τέτοιες που $c=1$. Οι διάφορες σχέσεις απλοποιούνται και αυτό διευκολύνει τους υπολογισμούς. Παραδείγματα:

$$\text{Η } E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \text{ γράφεται } E = \sqrt{m^2 + p^2}$$

$$\text{Η } P = (E/c, \vec{p}) = (m\gamma c, mc\gamma\vec{\beta}) \text{ γράφεται } P = (E, \vec{p}) = (m\gamma, m\gamma\vec{\beta}).$$

Κανόνες διατήρησης

1) Οι παρακάτω είναι ποσότητες που μένουν αναλλοίωτες όταν με μετασχηματισμό Lorentz μεταβαίνουμε από ένα αδρανειακό σύστημα σε ένα άλλο αδρανειακό.

$$PQ, P^2, (P \pm Q)^2, (\sum_i P_i)^2 \text{ όπου τα } P, Q, P_i \text{ είναι τετραδιανύσματα.}$$

Επίσης οι κάθετες χωρικές συνιστώσες του τετραδιανύσματος ως προς τη σχετική ταχύτητα των δυο αδρανειακών συστημάτων.

2) Έστω ότι σε μια αλληλεπίδραση μεταξύ σωματιδίων, σε ένα αδρανειακό σύστημα, τα αρχικά τετραδιανύσματα και τα τελικά είναι αντιστοίχως, $P_1, P_2, \dots, P_N$ και $P'_1, P'_2, \dots, P'_L$. Έχουμε τις σχέσεις,

$$\sum_{i=1}^N P_i = \sum_{l=1}^L P'_l$$

ή

$$\sum_{i=1}^N P_{i0} = \sum_{l=1}^L P'_{l0}, \quad \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \sum_{l=1}^L \vec{p}'_l$$

Τα διάφορα μεγέθη είναι αυτά των σωματιδίων πολύ πριν και πολύ μετά την αλληλεπίδρασή τους ώστε τα σωματίδια να είναι ελεύθερα.

Σύστημα κέντρου μάζας

Αντί του όρου κέντρο μάζας χρησιμοποιούνται και οι όροι κέντρο ορμών ή κέντρο ενεργειών. Εδώ προτιμούμε να χρησιμοποιούμε τον όρο κέντρο μάζας ή κέντρο μαζών και τον δείκτη σύμβολο CM (center of mass, κέντρο μάζας).

Έστω $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$ $i=1,2,\dots,N$ τα N τετραδιανύσματα N σωματιδίων σε κάποιο αδρανειακό σύστημα.

$P_i^* = (E_i^*, \vec{p}_i^*)$ $i = 1, 2, \dots, N$ είναι τα αντίστοιχα τετραδιανύσματα σε ένα άλλο σύστημα το οποίο είναι το κέντρο μάζας, CM. Θα ισχύει,

$$\sum_{i=1}^N \vec{p}_i^* = 0 \quad .$$

Έχουμε,

$$(P^*)^2 = \left(\sum_{i=1}^N P_i^* \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^N E_i^* \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i^* \right)^2 \quad \text{άρα}$$

$$(P^*)^2 = \left(\sum_{i=1}^N E_i^* \right)^2$$

Είναι προφανές ότι $\left(\sum_{i=1}^N P_i \right)^2 = M^2$ είναι αναλλοίωτη ποσότητα και λέγεται

αναλλοίωτη μάζα του συστήματος των σωματιδίων. Αν έχουμε μόνο ένα σωματίδιο τότε αυτή είναι η μάζα του σωματιδίου. Μερικοί την ονομάζουν μάζα ηρεμίας του σωματιδίου.

Το κέντρο μάζας (CM), $\vec{X}_{\text{CM}}$, καθορίζεται από τη σχέση,

$$\vec{X}_{\text{CM}} = \frac{\sum_i \vec{x}_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad E_i = \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2}$$

Αυτός ο ορισμός καταλήγει στη μη σχετικιστική περίπτωση αν λάβει κανείς υπόψη ότι για $v \rightarrow 0$ $E_i \rightarrow m_i$.

Χρήσιμες σχέσεις

Η (ολική) κινητική ενέργεια K_{tot} δίνεται από τη σχέση,

$K_{\text{tot}} = E_{\text{tot}} - m_{\text{inv}}$ όπου m_{inv} είναι η λεγόμενη αναλλοίωτη (invariant) μάζα του συστήματος, $E_{\text{tot}}^2 = m_{\text{inv}}^2 + \vec{p}_{\text{tot}}^2$. Ο συμβολισμός είναι προφανής. Όταν έχουμε μόνο ένα σωματίδιο προφανώς η αναλλοίωτη μάζα είναι η μάζα του σωματιδίου. Έχουμε τις σχέσεις, όπου ο δείκτης CM αναφέρεται στο κέντρο μάζας.

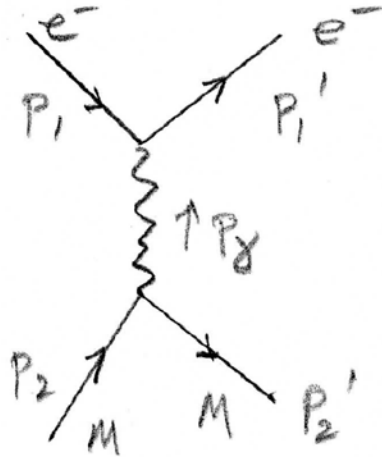
$$\vec{p}_{\text{tot}} = m_{\text{inv}} \vec{\beta}_{\text{CM}}, \quad \vec{\beta}_{\text{CM}} = \vec{p}_{\text{tot}} / E_{\text{tot}}, \quad \gamma_{\text{CM}} = E_{\text{tot}} / m_{\text{inv}}$$

$$E_{\text{tot}} = m_{\text{inv}} \gamma_{\text{CM}} \quad .$$

Εφαρμογές σχετικιστικής κινηματικής

1) Χωρομορφικά και χρονομορφικά φωτόνια

Ας υποθέσουμε ότι ένα ηλεκτρόνιο (1) σκεδάζεται με ένα άλλο σωματίδιο (2) όπως φαίνεται στο Σχήμα 1-2 . Έστω ότι η αλληλεπίδραση γίνεται με ανταλλαγή ενός



Σχήμα 1-2 Σκέδαση ηλεκτρονίου με ένα άλλο σωματίδιο

φωτονίου όπως δείχνει το ίδιο σχήμα. Κάνουμε τους υπολογισμούς στο κέντρο μάζας των συγκρουόμενων σωματιδίων, ίδιο με αυτό των παραγόμενων σωματιδίων. Έχουμε,

$$P_1 + P_\gamma = P_1'$$

$$P_\gamma = P_1' - P_1 \text{ επομένως } P_\gamma^2 = M_\gamma^2 = (E_1' - E_1)^2 - (\vec{p}_1' - \vec{p}_1)^2$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0, \quad \vec{p}_1' + \vec{p}_2' = 0, \quad E_1 + E_2 = E_1' + E_2'$$

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_e^2} \quad E_2 = \sqrt{p_2^2 + M^2}$$

$$E_1' = \sqrt{(p_1')^2 + m_e^2} \quad E_2' = \sqrt{(p_2')^2 + M^2}$$

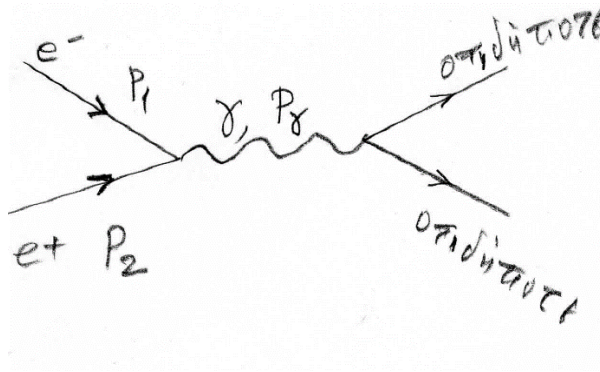
Εύκολα δείχνεται ότι στο κέντρο μάζας

$$E_1' = E_1$$

$$\text{άρα } P_\gamma^2 = M_\gamma^2 = -(\vec{p}_1' - \vec{p}_1)^2 \leq 0.$$

Δηλαδή το ανταλασσύμενο φωτόνιο είναι χωρομορφικό.

Το διάγραμμα του σχήματος 1-3 παριστάνει την εξαϋλωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Το ενδιάμεσο φωτόνιο έχει τετραορμή P_γ .



Σχήμα 1-3 . Εξαϋλωση ηλεκτρονίου ποζιτρονίου.

Ισχύουν οι σχέσεις,

$$P_\gamma = P_1 + P_2 \text{ . Στο κέντρο μάζας έχουμε,}$$

$$P_\gamma^2 = M_\gamma^2 = (E_1 + E_2)^2 > 0 \text{ .}$$

Το ενδιαμέσο φωτόνιο είναι χρονομορφικό. Αυτά τα φωτόνια για τα οποία δεν ισχύει $P_\gamma^2 (= M_\gamma^2) = 0$, δεν είναι πραγματικά αλλά είναι οντότητες που απαντούν σε αλληλεπιδράσεις σωματιδίων και λέγονται εικονικά (virtual) φωτόνια.

2) Ένα σωματίδιο που τρέχει με την ταχύτητα του φωτός έχει μάζα μηδέν, $M = 0$.

Πράγματι, $M = E / \gamma$, $E = \text{πεπερασμένο}$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Αφού $\beta = 1$ άρα $\gamma = \infty$ και επομένως $M = 0$.

Αντίστροφα, για ένα σωματίδιο με (πεπερασμένη ενέργεια) το $M = 0$ συνεπάγεται $\gamma = 0$ και $\beta = 1$. Δηλαδή το σωματίδιο τρέχει με την ταχύτητα του φωτός.

3) Ο χρόνος ζωής ενός σωματιδίου Σ^- σε ηρεμία (ιδιόχρονος) είναι $\tau = 1,48 \times 10^{-10} \text{ s}$.

Η μάζα του είναι $m = 1197 \text{ MeV}/c^2$. Ο χρόνος ζωής του θα είναι μεγαλύτερος αν το σωματίδιο κινείται και έχει ορμή $p = 21 \text{ GeV}/c$. Αυτό φαίνεται από τα παρακάτω. Ως προς το σύστημα του εργαστηρίου ως προς το οποίο η ορμή του σωματιδίου είναι $21 \text{ GeV}/c$, έχουμε για τα δυο γεγονότα παραγωγής και διάσπασής του την έκφραση,

$$\Delta s^2 = \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \text{ . Στο σύστημα ηρεμίας του σωματιδίου έχουμε,}$$

$$\Delta x^* = \Delta y^* = \Delta z^* = 0 \text{ άρα } (\Delta s^*)^2 = (\Delta t^*)^2 \text{ όμως } \Delta s^2 = (\Delta s^*)^2 \text{ άρα}$$

$$\tau^2 = (\Delta t^*)^2 = \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \text{ και } \tau = \Delta t \sqrt{1-\beta^2} \text{ τελικώς,}$$

$$\Delta t = \tau / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau \gamma, \quad \gamma = \sqrt{\left(\frac{p}{m}\right)^2 + 1} . \text{ Για την παραπάνω περίπτωση του}$$

σωματίδιου Σ^- έχουμε $\gamma = 17,57$ και $\Delta t = 2,6 \times 10^{-9} \text{ s}$.

4) Από την αλληλεπίδραση δυο σωματιδίων με μάζες $m_1 = m_2 = m = 1 \text{ GeV} / c^2$ με ορμές $p_1 = p_2 = p = 1 \text{ GeV} / c$ δε μπορεί να παραχθεί ένα μοναδικό σωματίδιο μάζας $M = 2 \text{ GeV} / c^2$. Αυτό φαίνεται ως εξής: Αν παράγονταν μόνο ένα σωματίδιο τότε στο κέντρο μάζας θα έπρεπε,

$$(E_1^* + E_2^*)^2 = M^2 = 4 \text{ GeV}^2 \quad \text{όμως} \quad E_1^* = \sqrt{(p_1^*)^2 + m_1^2} > 1 \text{ GeV} . \text{ Είναι σαφές ότι}$$

ισχύει επίσης $E_2^* > 1 \text{ GeV}$ άρα $(E_1^* + E_2^*)^2 > 4 \text{ GeV}^2$, επομένως πράγματι δεν μπορεί να παραχθεί ένα μόνο σωματίδιο.

5) Μπορεί ένα φωτόνιο να διασπαστεί σε e^+, e^- χωρίς να αλληλεπιδράσει με κάτι άλλο;

Στο κέντρο μάζας των e^+, e^- έχουμε για τις (αντίστοιχες) ορμές τους $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ ότι ισχύει $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$. Επειδή όμως $\vec{p}_\gamma = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ συνάγεται πως $\vec{p}_\gamma = 0$. Αυτό όμως είναι άτοπο διότι το φωτόνιο δε μπορεί να έχει ορμή μηδέν αφού έχει πεπερασμένη ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των δυο σωματιδίων e^+, e^- . Έτσι γίνεται κατανοητό γιατί στη δίδυμη γένεση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου από ένα φωτόνιο, χρειάζεται αλληλεπίδραση του φωτονίου με άλλο σωματίδιο.

6) Ένα σωματίδιο μάζας m_1 με σωματίδιο μάζας m_2 . Οι ορμές τους $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ είναι συγγραμμικές. Θα υπολογίσουμε την ολική ενέργειά τους στο σύστημα του κέντρου μάζας τους. Επίσης θα υπολογίσουμε τη μέγιστη μάζα σωματιδίου που μπορεί να παραχθεί σε μια τέτοια σύγκρουση.

$$(E_1^* + E_2^*)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

$$\text{ή } M_{\text{inv}}^2 = (E_1^* + E_2^*)^2 = (E^*)^2$$

$$= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 - p_1^2 - p_2^2 - 2p_1p_2\cos\theta_{12}$$

Αφού τα διανύσματα είναι συγγραμμικά ισχύει,

$$\cos\theta_{12} = \pm 1 . \text{ Τελικώς,}$$

$$(E^*)^2 = M_{\text{inv}}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 \pm p_1p_2)$$

Το $+$ αντιστοιχεί στην περίπτωση που τα $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ έχουν αντίθετες φορές.

Είναι ευνόητο ότι η μέγιστη μάζα σωματιδίου που μπορεί να παραχθεί είναι η M_{inv} .

Συγκεκριμένα, μπορεί να παραχθεί μόνο ένα μοναδικό σωματίδιο μάζας M_{inv} που είναι ακίνητο στο κέντρο μάζας. Είναι σαφές ότι αυτή η μάζα έχει τη μέγιστη τιμή όταν τα σωματίδια έχουν συγγραμμικές ορμές με αντίθετες φορές.

Αν $\vec{p}_2 = 0$ τότε

$$M_{\text{inv}}^2 = (E^*)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2$$

Αν $m_1, m_2 \ll p_1, p_2$ αφού οι ορμές είναι αντίθετες έχουμε

$$M_{\text{inv}}^2 = (E^*)^2 \approx 2(E_1 E_2 + p_1 p_2)$$

Επειδή $E_1 \approx p_1$, $E_2 \approx p_2$, έχουμε,

$$(E^*)^2 = M_{\text{inv}}^2 \approx 4E_1 E_2 \approx 4p_1 p_2$$

Υπάρχουν επιταχυντές σωματιδίων που επιταχύνουν σωματίδια και τα αφήνουν να κτυπήσουν επί σταθερού στόχου, δηλαδή σε άλλο ακίνητο σωματίδιο.

Υπάρχουν άλλοι που επιταχύνουν σωματίδια προς αντίθετες κατευθύνσεις και τα αφήνουν να συγκρουστούν (μετωπική σύγκρουση). Αυτές οι μηχανές συγκρουομένων δεσμών πλεονεκτούν από πλευράς προσφερόμενης ενέργειας. Πιο απλά, η βιαιότητα της σύγκρουσης είναι μεγαλύτερη στις μηχανές συγκρουομένων δεσμών.

Αν p_3 είναι η ορμή σωματιδίου που συγκρούεται με σταθερό στόχο, δηλαδή ακίνητο σωματίδιο μάζας m ενώ p_1, p_2 είναι οι ορμές των συγκρουόμενων σωματιδίων, τότε για να έχουμε την ίδια ενέργεια στο κέντρο μάζας πρέπει, $2p_3 m = 4p_1 p_2$ ή $p_3 = 2p_1 p_2 / m$.

Το πλεονέκτημα γίνεται κατανοητό δίνοντας συγκεκριμένες τιμές στα διάφορα μεγέθη. Γίνεται επίσης κατανοητό θέτοντας

$$p_1 = p_2 \quad (p_{\text{tot}} = p_1 + p_2 = 2p_1, \quad p_1 = p_{\text{tot}} / 2) \quad \text{τότε} \quad p_3 = 2p_1^2 / m = \frac{p_{\text{tot}}^2}{2m} . \quad \text{Αν}$$

διπλασιαστεί η p_{tot} τότε η p_3 που χρειάζεται για να έχουμε την ίδια ενέργεια στο κέντρο μάζας γίνεται τέσσερις φορές μεγαλύτερη.

α) Αν $p_1 = 30 \text{ GeV} / c$ και τα σωματίδια είναι πρωτόνια οπότε

$m_1 = m_2 = m = 0,938 \text{ GeV} / c^2$, τότε για μηχανή σταθερού στόχου $p_2 = 0$ και η ολική ενέργεια στο κέντρο μάζας είναι:

$$E^* = \sqrt{2p_1 m} \quad \text{άρα} \quad E^* = 7,5 \text{ GeV} .$$

Αυτή η ενέργεια θα μπορούσε να επιτευχθεί με μηχανή συγκρουομένων δεσμών που κάθε σωματίδιό τους θα είχε ορμή περίπου $3,75 \text{ GeV} / c$.

β) Αν $p_1 = p_2 = p = 30 \text{ GeV} / c$ και έχουμε πάλι πρωτόνια σε μηχανή συγκρουομένων δεσμών, τότε,

$$E^* \approx 2\sqrt{p_1 p_2} = 2p \quad \text{και} \quad E^* = 60 \text{ GeV} .$$

Μια ισοδύναμη μηχανή σταθερού στόχου θα χρειαζόνταν ορμή πρωτονίου
 $p_3 = 1918 \text{ GeV} / c$.

γ) Αν $p_1 = 1000 \text{ GeV} / c$, $p_2 = 0$, $m_1 = m_2 = m = 0,938 \text{ GeV} / c^2$, τότε

$E^* = 43,3 \text{ GeV}$ και είναι ενέργεια ισοδύναμη με την ενέργεια μηχανής
 συγκρουομένων δεσμών με ορμή σωματιδίων δέσμης $21,65 \text{ GeV} / c$.

δ) Αν έχουμε και πάλι πρωτόνια με $p_1 = p_2 = p = 1000 \text{ GeV} / c = 1 \text{ TeV} / c$, τότε

$$E^* \approx 2000 \text{ GeV} = 2 \text{ TeV} .$$

Ισοδύναμη μηχανή σταθερού στόχου θα χρειαζόνταν να έχει ορμή (πρωτονίου)
 δέσμης

$$p_3 = 2132 \times 10^3 \text{ GeV} / c = 2132 \text{ TeV} / c .$$

ε) Αν $E_1 = 30 \text{ GeV}$ $m_1 = 0,511 \text{ MeV} / c^2$ (ηλεκτρόνιο) και

$$E_2 = 820 \text{ GeV} \quad m_2 = 0,938 \text{ GeV} / c^2 \quad (\text{πρωτόνιο})$$

και έχουμε μηχανή συγκρουομένων δεσμών ηλεκτρονίων – πρωτονίων, τότε,

$$(E^*)^2 \approx 4E_1E_2 \quad \text{και} \quad E^* \approx 314 \text{ GeV} .$$

Αν τα πρωτόνια ήταν ακίνητα για να είχαμε την ίδια ενέργεια E^* θα χρειαζόνταν
 ενέργεια ηλεκτρονίου $E_3 = 52,44 \text{ TeV}$.

Αν τα ηλεκτρόνια ήταν ακίνητα τότε,

$$E_3 = 96 \text{ 282 TeV} .$$

2. ΕΚΤΡΟΠΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΑΠΟ ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΠΕΔΙΑ

Για τη μελέτη φορτισμένων σωματιδίων χρησιμοποιούνται (ηλεκτρο)μαγνήτες που τα εκτρέπουν από την ευθύγραμμη κίνησή τους. Είναι εύκολο να δείξει κανείς ότι αν έχουμε ομογενές μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ (έστω σε kilogauss, kG) και ένα σωματίδιο που κινείται κάθετα στο $\vec{B}$ με ορμή p (σε GeV/c), τότε το σωματίδιο θα διαγράφει περιφέρεια κύκλου ακτίνας R που αν μετριέται σε εκατοστά του μέτρου, θα ισχύει η εμπειρική σχέση, $p = 3 \times 10^{-4} qBR$. Προσοχή! εδώ το q είναι το φορτίο του σωματιδίου ως πολλαπλάσιο του φορτίου του ηλεκτρονίου, δηλαδή είναι καθαρός.

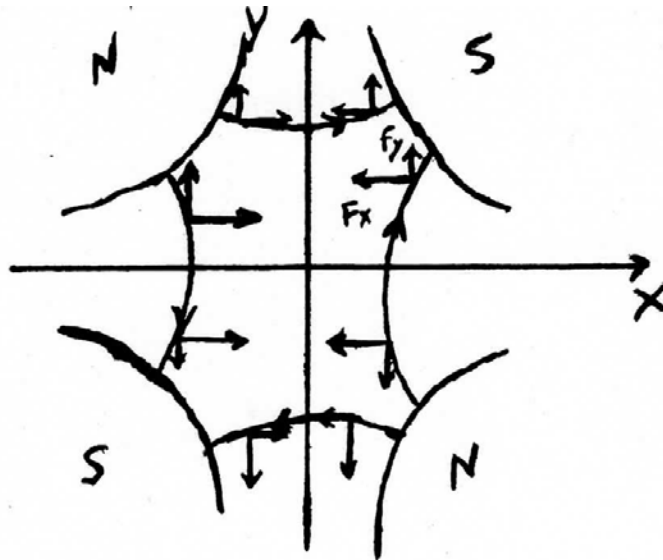
αριθμός. Μπορεί να δειχθεί ότι για μικρές αποκλίσεις Δy από την αρχική διεύθυνση ισχύει η επίσης εμπειρική σχέση,

$$\Delta y \approx \frac{l^2 q B}{2p} \times 3 \times 10^{-4} \quad \text{όπου } l, y \text{ μετριοούνται σε cm. Το } l \text{ είναι η διαδρομή του}$$

σωματιδίου μέσα στο μαγνητικό πεδίο, Δy είναι η απόκλιση στο τέλος της διαδρομής. Αν $B = 20 \text{ kG}$ και το σωματίδιο έχει ορμή $p = 400 \text{ GeV} / c$ και $q = 1$

τότε, $R = 667 \text{ m}$. Αν για την εκτροπή χρησιμοποιείται (ηλεκτρο)μαγνήτης μήκους 2 m τότε $\Delta y = 0,3 \text{ cm}$.

Υπάρχουν ηλεκτρομαγνήτες δίπολα και ηλεκτρομαγνήτες τετράπολα. Ένα δίπολο έχει ένα χώρο όπου το πεδίο είναι περίπου ομογενές. Το δίπολο εκτρέπει τα κινούμενα φορτισμένα σωματίδια που κινούνται κατά μήκος του άξονά του προς τη μια ή την άλλη κατεύθυνση ανάλογα με το φορτίο τους. Ένας ηλεκτρομαγνήτης τετράπολο χρησιμοποιείται όπως ένας φακός για εστίαση ή αποεστίαση δεσμών σωματιδίων. Στο Σχήμα 2-1 δείχνεται μια εγκάρσια τομή ενός τετραπολικού μαγνήτη. Οι πόλοι παριστάνονται με τα γράμματα N (north, βόρειος) και S (south, νότιος). Οι καμπύλες με τα βέλη είναι οι μαγνητικές γραμμές. Τα διανύσματα στα διάφορα σημεία δείχνουν τις συνιστώσες x, y των δυνάμεων που ασκούνται πάνω σε σωματίδια τα οποία κινούνται κάθετα προς το σχήμα και με φορά που εξαρτάται από το φορτίο τους.



Σχήμα 2-1 . Εγκάρσια τομή τετραπολικού μαγνήτη.

Σημειώνουμε ότι το τετράπολο εστιάζει στο επίπεδο του ενός άξονα και αποεστιάζει στο επίπεδο του άλλου άξονα. Για να πετύχει κανείς μόνο εστίαση χρειάζονται δύο κατάλληλα διασταυρωμένα τετράπολα.

3. ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΕΣ ΚΑΙ ΑΝΙΧΧΝΕΥΤΕΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Η ανάγκη για κατασκευή επιταχυντικών μηχανών όλο και μεγαλύτερης ενέργειας, δημιουργείται από το γεγονός ότι ζητούμε να πάρουμε πληροφορίες για τη δομή της ύλης σε όλο και πιο μικρότερες διαστάσεις. Με τις όλο και μεγαλύτερες ενέργειες, παράγονται, κατά κανόνα, και καινούργιες καταστάσεις της ύλης. Ένας απλός τρόπος για να κατανοηθούν τα παραπάνω είναι να σκεφτεί κανείς κατ' αναλογία με

τα φαινόμενα της κυματικής. Σε αυτή την περίπτωση για να πάρει κανείς πληροφορίες για ένα κρυσταλλικό πλέγμα με χρήση κυμάτων (όπως ακτίνες X) πρέπει το μήκος κύματος των κυμάτων να είναι της τάξης μεγέθους των αποστάσεων μεταξύ των δομικών λίθων του πλέγματος. Ένα σωματίδιο με ορμή p έχει μήκος κύματος $\lambda = h / p$ κατά την κβαντική περιγραφή του. Για να εξερευνήσουμε $\hbar / p \approx d$ φαινόμενα με χαρακτηριστικές αποστάσεις της τάξης d πρέπει το μήκος κύματος του σωματιδίου, $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$, που χρησιμοποιείται ως βλήμα να είναι της τάξης του d , δηλαδή $\lambda \approx d$ ή $p \approx \hbar / d$.

Βλέπουμε ότι όσο το d μικραίνει τόσο το p μεγαλώνει. Για παράδειγμα, ας υποθέσουμε ότι θέλουμε να διερευνήσουμε ενδοπυρηνικές αποστάσεις της τάξης του 1 fm . Δεδομένου ότι $\hbar \approx 6,582 \times 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}$, έχουμε,

$$\begin{aligned} p &= \frac{6,582 \times 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}}{1 \text{ fm}} \\ &= \frac{6,582 \times 10^{-22} \text{ MeV} / c}{1 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\text{cm}}{\text{s}} / c \right)} \\ &= \frac{6,582 \times 10^{-22}}{10^{-13} \cdot \frac{1}{3 \times 10^{10}}} \text{ MeV} / c \approx 197,5 \text{ MeV} / c \end{aligned}$$

$$\text{έχομε για την κινητική ενέργεια, } E_k \approx \frac{p^2}{2m}$$

$m = 938 \text{ MeV} / c^2$ είναι η μάζα του πρωτονίου
τελικώς

$$E_k \approx 21 \text{ MeV} .$$

Επιταχυντές

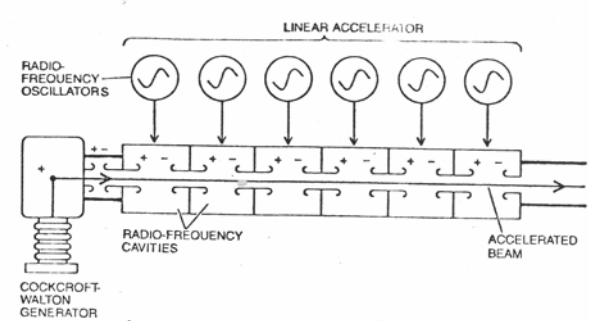
Οι επιταχυντές χρησιμοποιούνται για την επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων, δηλαδή, πρωτονίων, αντιπρωτονίων, ηλεκτρονίων, ποζιτρονίων και ιόντων. Υπάρχουν γραμμικοί επιταχυντές (LINAC, Linear Particle Accelerator) και συγχροτρόνια (synchrotron). Οι επιταχυντές επιταχύνουν τα φορτισμένα σωματίδια με ραδιοσυχνότητες. Στους γραμμικούς τα σωματίδια κινούνται σε ευθεία γραμμή ενώ στα συγχροτρόνια σε κυκλική τροχιά. Στον Πίνακα 3-1 φαίνονται διάφοροι επιταχυντές.

Πίνακας 3-1

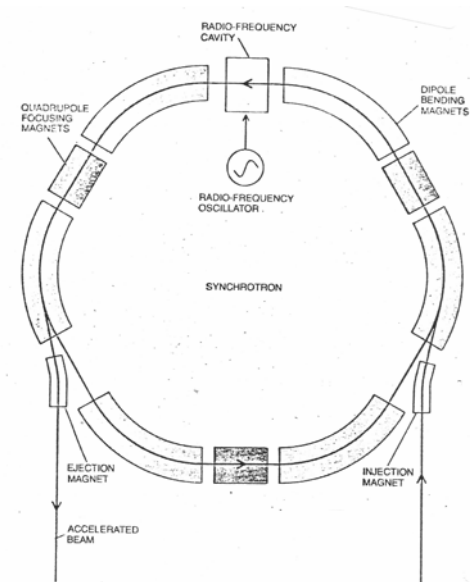
ACCELERATOR	DATE OF FIRST OPERATION	PARTICLES ACCELERATED	BEAM ENERGY (Gev)	CENTER-OF-MASS ENERGY (GeV)	INTENSITY (PARTICLES PER PULSE)
PS CERN, Geneva	1959	Protons	28	7.4	
AGS Brookhaven National Laboratory, New York	1961	Protons	33	8	8×10^{12}
SLAC (linear accelerator) Stanford University	1961	Electrons	22	6.5	
Cornell Electron Synchrotron Cornell University	1967	Electrons	12	4.9	
Serpukhov Proton Synchrotron Serpukhov, U.S.S.R.	1967	Protons	76	12	5×10^{12}
Fermilab main ring Batavia, Ill.	1972	Protons	500	30.7	2×10^{13}
DESY Hamburg	1974	Electrons	7	3.8	
KEK Japan	1975	Protons	12	5	
SPS CERN, Geneva	1976	Protons	500	30.7	10^{13}
Tevatron Fermilab	1982	Protons	1,000	43	5×10^{13}
Beijing Proton Synchrotron Beijing	1985	Protons	50	9.8	10^{13}
UNK Serpukhov, U.S.S.R.	Late 1980's	Protons	3,000	75	
Pentevac Fermilab	Un-scheduled	Protons	5,000	97	10^{14}
VBA No site selected	Un-scheduled	Protons	20,000	137 to 194	$10^{13}-10^{15}$

Γραμμικοί επιταχυντές

Η επιτάχυνση στους επιταχυντές επιτυγχάνεται με ηλεκτρικά πεδία που δημιουργούνται στο χώρο μεταξύ ηλεκτροδίων στα οποία υπάρχει διαφορά δυναμικού, εξαίρεση αποτελεί ο επιταχυντής βήτατρον. Το σωματίδιο φορτίου Q όταν διατρέξει διαφορά δυναμικού V αυξάνει την ενέργειά του κατά QV . Οι πρώτοι επιταχυντές (Cockcroft-Wallton και Van de Graaf) κατάφεραν να δώσουν μεγάλη ενέργεια με το να κάνουν το δυναμικό επιτάχυνσης (V) πολύ μεγάλο. Από το 1928 ο R. Wideroe είχε την ιδέα αντί να χρησιμοποιεί μεγάλα δυναμικά να χρησιμοποιεί μικρότερα και να επιταχύνει τα σωματίδια πολλές φορές σε σχετικά μικρό δυναμικό. Στο Σχήμα 3-1a φαίνεται διαγραμματικά πως επιτυγχάνεται κάτι τέτοιο. Παρατηρούμε, πράγμα που ισχύει πάντα στις μεγάλες



a)



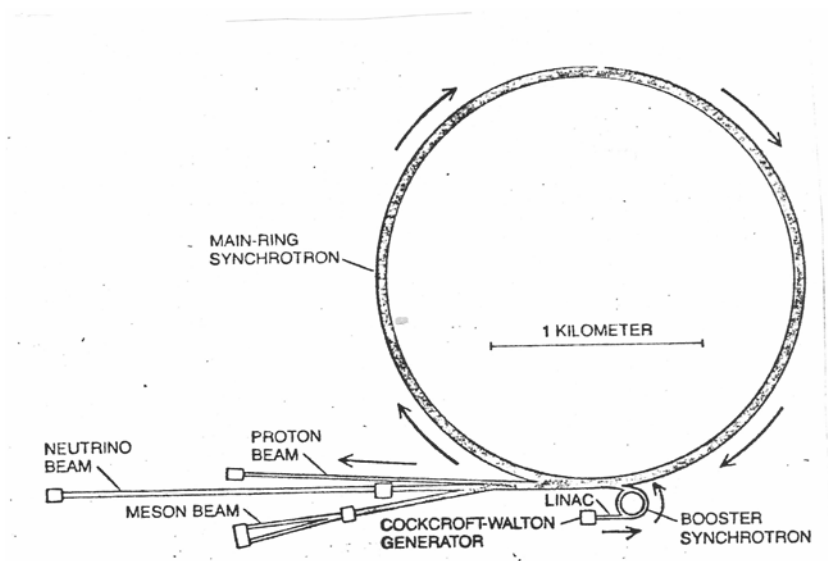
b)

Σχήμα 3-1

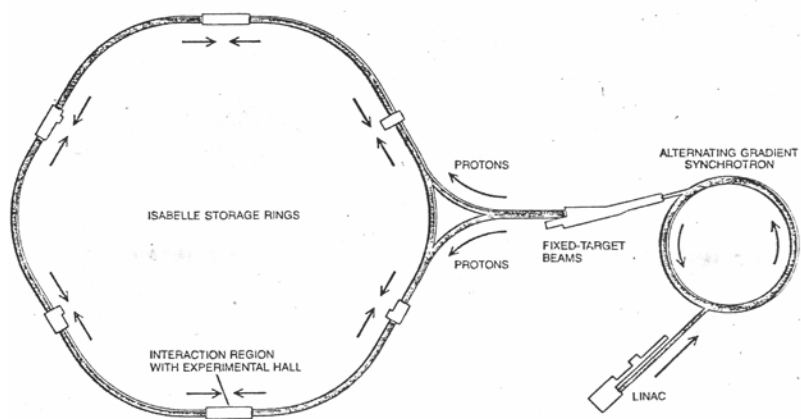
ενέργειες, ότι εκτός από το γραμμικό επιταχυντή χρησιμοποιείται πριν από αυτόν ένας μικρότερης ενέργειας επιταχυντής Cockcroft-Walton που δίνει μια αρχική ενέργεια στα σωματίδια. Αυτό διευκολύνει το σχεδιασμό της μηχανής LINAC η οποία α έπρεπε να είναι πιο πολύπλοκη στα πρώτα της στάδια. Η ιδέα του R. Wideroe βρήκε εφαρμογή για (ελαφρά) σωματίδια μόλις κατά το 1946 ενώ προηγουμένως μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σε επιταχυντές για βαριά και συνεπώς μικρής ταχύτητας ιόντα. Η αιτία για αυτό ήταν ότι χρειάζονται ραδιοσυχνότητες της τάξης των 100 MHz και πάνω ενώ το 1930 οι συχνότητες δεν ξεπερνούσαν το 1 MHz. Μετά το 1945 για τις ανάγκες του RADAR αναπτύχθηκαν οι γεννήτριες μεγάλων συχνοτήτων και σημαντικής ισχύος, magnetron και klystron, που χρησιμοποιήθηκαν στον πόλεμο. Έτσι μπόρεσε να εφαρμοστεί η ιδέα του Widroe στην κατασκευή γραμμικών επιταχυντών ηλεκτρονίων και πρωτονίων. Η μηχανή LINAC στο Stanford είναι μηχανή ηλεκτρονίων. Έχει μήκος 3 km και επιταχύνει ηλεκτρόνια σε ενέργειες πάνω από 20 GeV. Έχει εκατοντάδες klystron. Η ραδιοσυχνότητά τους είναι της τάξης μερικών χιλιάδων MHz. Τα σωματίδια που βγαίνουν από τη μηχανή μεταφέρουν ισχύ της τάξης μερικών εκατοντάδων kW.

Συγχροτρόνια

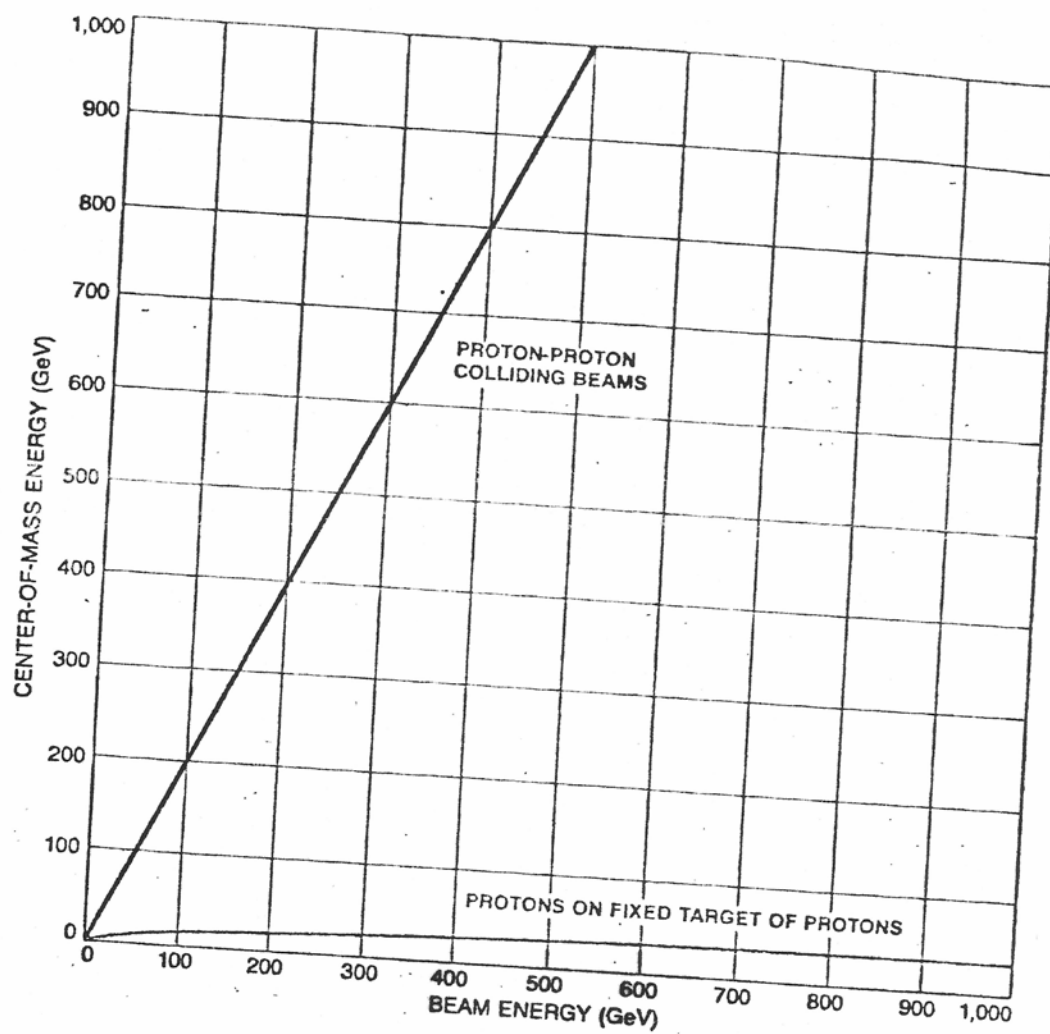
Στο Σχήμα 3-1b φαίνεται η αρχή λειτουργίας του συγχροτρόνιο (σύγχροτρον). Και σε αυτούς τους επιταχυντές η επιτάχυνση δίνεται στα φορτισμένα σωματίδια με τη βοήθεια ηλεκτρομαγνητικών κοιλοτήτων (ΗΜ αντιχείων) που διεγείρονται από γεννήτριες υψηλών συχνοτήτων (ραδιοσυχνότητες, radiofrequencies, RF). Τα σωματίδια περνούν μέσα από τις κοιλοότητες και το ηλεκτρικό πεδίο των κοιλοτήτων τα επιταχύνει. Όσο αυξάνεται η ορμή των σωματιδίων τα μαγνητικά πεδία των ηλεκτρομαγνητών αυξάνονται κατάλληλα ώστε να κρατούν τα σωματίδια σε δεδομένες τροχιές. Τα συγχροτρόνια μπορεί να έχουν διαμέτρους μέχρι και χιλιάδες μέτρα. Αν τα μαγνητικά πεδία δεν αυξάνονταν με το χρόνο οι τροχιές θα ξεκινούσαν με μικρές διαμέτρους και θα κατέληγαν σε διαμέτρους χιλιάδων μέτρων. Είναι προφανές ότι τα σταθερά με το χρόνο μαγνητικά πεδία θα κάλυπταν ένα τεράστιο χώρο πράγμα πολύ δύσκολο και οικονομικά ασύμφορο. Η αύξηση των μαγνητικών πεδίων οδηγεί στη δυνατότητα οι τροχιές να μπορούν να χωρέσουν σε ένα σχετικά μικρής εγκάρσιας διαμέτρου κυκλικό σωλήνα κενού, της τάξης μερικών εκατοστών του μέτρου. Η συχνότητα RF αυξάνεται όσο αυξάνει η ορμή και φτάνει σε κάποια σταθερή τιμή όταν το σωματίδιο πλησιάσει την ταχύτητα του φωτός. Για τεχνικούς λόγους τα σωματίδια πριν μπουν στο μεγάλο δακτυλίδι κενού του σύγχροτρον επιταχύνονται από άλλη μικρότερη μηχανή σε κάποια σχετικά χαμηλή ενέργεια.



Σχήμα 3.2



Σχήμα 3-3



Σχήμα 3.4

Πίνακας 3-2

DEVICE	DATE OF FIRST OPERATION	TYPE	PARTICLES STORED	ENERGY PER BEAM (GeV)	CENTER-OF-MASS ENERGY (GeV)	LUMINOSITY (CM ⁻² SEC ⁻¹)
ADA (dismantled) National Laboratories of C.N.E.N., Frascati	1963	Single ring	e^+e^-	.25	.5	
Princeton-Stanford Storage Rings (dismantled) Stanford University	1964	Tangent rings	e^+e^-	.56	1.1	10^{27}
VEPP-2 Novosibirsk, U.S.S.R.	1965	Tangent rings	e^+e^-	.04	.08	
ACO Orsay Laboratories, Paris	1966	Single ring	e^+e^-	.5	1	
ADONE National Laboratories of C.N.E.N., Frascati	1965	Single ring	e^+e^-	1.5	3	
ISR CERN, Geneva	1971	Interlaced rings	$p\bar{p}$	31	62	4×10^{31}
CEA-Bypass (dismantled) Cambridge, Mass.	1967	Single ring	e^+e^-	3.5	7	2×10^{28}
SPEAR Stanford Linear Accelerator Center	1972	Single ring	e^+e^-	4.2	8.4	10^{32}
DORIS DESY, Hamburg	1974	Single ring	e^+e^-	4.5	9	10^{32}
VEPP-2M Novosibirsk, U.S.S.R.	1975	Single ring	e^+e^-	1.3	2.6	
DCI Orsay Laboratories, Paris	1975	Interlaced rings	e^+e^-	3.7	7.4	10^{32}
VEPP-3 Novosibirsk, U.S.S.R.	1977	Single ring	e^+e^-	3	6	10^{30}
VEPP-4 Novosibirsk, U.S.S.R.	1978	Single ring	e^+e^-	7	14	10^{31}
PETRA DESY, Hamburg	1978	Single ring	e^+e^-	19	38	10^{32}
CESR Cornell University	1979	Single ring	e^+e^-	8	16	10^{32}
ISR $p\bar{p}$ CERN, Geneva	1980	Interlaced rings	$p\bar{p}$	31	62	10^{29}
PEP Stanford Linear Accelerator Center	1980	Single ring	e^+e^-	18	36	10^{32}
SPS $p\bar{p}$ CERN, Geneva	1981	Single ring	$p\bar{p}$	270	540	10^{30}
Fermilab $p\bar{p}$ Batavia, Ill.	1982	Single ring	$p\bar{p}$	1,000	2,000	10^{30}
VAPP Novosibirsk, U.S.S.R.	?	Single ring	$p\bar{p}$	23	46	
ISABELLE Brookhaven National Laboratory, New York	1986	Interlaced rings	$p\bar{p}$	400	800	10^{33}
LEP CERN, Geneva	Late 1980's	Single ring	e^+e^-	86	172	10^{32}
UNK Serpuukhov, U.S.S.R.	Late 1980's	Single ring	$p\bar{p}$	3,000	6,000	
VBA No site selected	Un-scheduled	Single ring	$p\bar{p}$	20,000	40,000	10^{32}

Το σύγχροτρον πρωτονίων (PS) του CERN, δίνει στα πρωτόνια μέγιστη ενέργεια 28 GeV . Η αύξηση της ενέργειας ενός σωματιδίου σε κάθε περιστροφή είναι 100 keV . Για να αποκτηθεί η ενέργεια των 28 GeV χρειάζονται 3×10^5 περιστροφές . Το δακτυλίδι έχει ακτίνα 100 m και έχει μερικές εκατοντάδες ηλεκτρομαγνήτες. Ο όλος κύκλος επιτάχυνσης διαρκεί 2 s με 3 s. Ένας παλμός (ένα σμήνος) σωματιδίων αποτελείται από περίπου 10^{12} σωματίδια που εξάγονται από τη μηχανή σε περίπου 0,1 s (δηλαδή αργά) ή σε περίπου 2 μs (δηλαδή γρήγορα), ανάλογα με το είδος του πειράματος. Στην περίπτωση των συγχροτρονίων για ηλεκτρόνια η συχνότητα RF είναι σταθερή διότι τα ηλεκτρόνια είναι πολύ ελαφρά και αποκτούν γρήγορα ταχύτητες που είναι σχεδόν ίσες με την ταχύτητα του φωτός, επομένως σταθερές. Μια άλλη διαφορά είναι ότι οι επιταχυντές ηλεκτρονίων έχουν μεγαλύτερες ακτίνες από αντίστοιχους επιταχυντές πρωτονίων. Ο επιταχυντής στο εργαστήριο FERMILAB των ΗΠΑ έχει ακτίνα περίπου 1 km και επιταχύνει πρωτόνια μέχρι περίπου 400 GeV . Ο επιταχυντής LEP στο CERN επιταχύνει $e^- (e^+)$ περίπου στα 100 GeV και έχει ακτίνα περίπου 4,5 km . Η αιτία είναι ότι κάθε σωματίδιο ακτινοβολεί όταν κινείται σε κυκλική τροχιά, ακόμη και αν το μέτρο της ταχύτητάς του είναι σταθερό, διότι και σε αυτή την περίπτωση έχει επιτάχυνση. Συγκεκριμένα, για σωματίδια με ταχύτητα κοντά στην ταχύτητα του φωτός με μάζα m , φορτίο q , ενέργεια E και ακτίνα περιφοράς R , ακτινοβολείται ισχύς,

$$P \approx \frac{2q^2 c}{3R^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 .$$

Παρατηρούμε ότι η ισχύς αυξάνεται πολύ γρήγορα με την

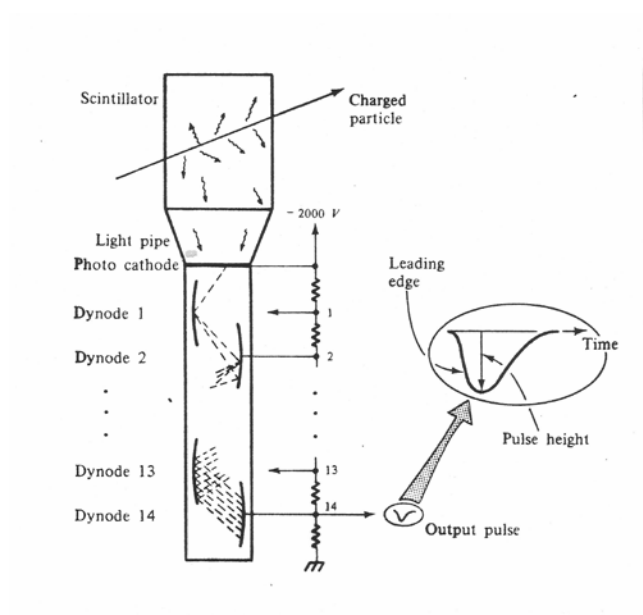
ελάττωση της μάζας οπότε για να αντισταθμιστεί αυτό το φαινόμενο, χρειάζεται να αυξηθεί πολύ περισσότερο η ακτίνα περιφοράς R διότι ενώ το R είναι στη δεύτερη δύναμη το m είναι στην τέταρτη. Στο Σχήμα 3-2 φαίνεται διαγραμματικά ο επιταχυντής του Fermilab.

Επιταχυντές συγκρουομένων δεσμών

Στα περί κинηματικής είδαμε το πλεονέκτημα σε ενέργεια που υπάρχει, αν συγκρούονται σωματίδια με αντίθετες ταχύτητες, μετωπικά. Η ιδέα αυτή βρίσκει εφαρμογή στους επιταχυντές συγκρουομένων δεσμών που είναι συνήθως e^+, e^- και $p, \bar{p}$. Στο Σχήμα 3-3 φαίνεται ένας επιταχυντής για συγκρούσεις p με p στο BNL (Brookhaven National Laboratory) στις ΗΠΑ. Στο Σχήμα 3-4 φαίνεται η εξάρτηση της ενέργειας κέντρου μάζας των δυο συγκρουόμενων σωματιδίων από την ενέργεια της δέσμης για τις δυο περιπτώσεις μηχανών, σταθερού στόχου και συγκρουομένων δεσμών. Στον Πίνακα 3-2 δίνονται στοιχεία για μηχανές συγκρουομένων δεσμών.

Ανιχνευτές σπινθηρισμών

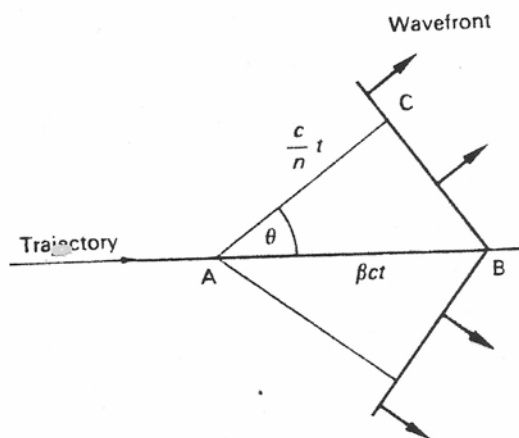
Η διάταξη του ανιχνευτή σπινθηρισμών φαίνεται στο Σχήμα 3-5. Υλικά που χρησιμοποιούνται συνήθως για κατασκευή σπινθηριστών φαίνονται στον Πίνακα 3-3.



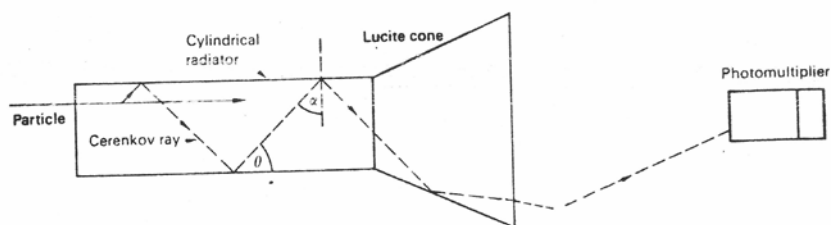
Σχήμα 3-5

Πίνακας 3-3

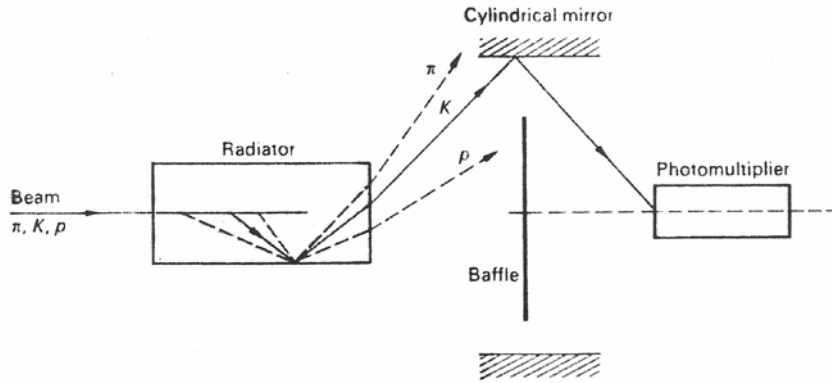
	Pulse height (relative to anthracene)	Decay time (nsec)	$\lambda_{\max}$ (Å)	Density (g/cm ³)
Polystyrene + <i>p</i> -terphenyl	0.28	3	3550	0.9
+ tetraphenyl- butadiene	0.38	4.6	4800	
Sodium iodide (+ thallium)	2.1	250	4100	3.7
Anthracene	1.0	32	4100	3.7
Toluene	0.7	<3	4300	0.9



Σχήμα 3-6



Σχήμα 3-7



Σχήμα 3-8

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περάσει μέσα από το υλικό του σπινθηριστή εκπέμπεται φως φθορισμού. Όταν πάνω στον σπινθηριστή πέσουν ακτίνες γ παράγουν φωτοηλεκτρόνια που έχουν περίπου την ίδια ενέργεια με τις ακτίνες γ. Αυτά με τη σειρά τους, αφού είναι φορτισμένα, δημιουργούν φθορισμό. Τα παραγόμενα φωτόνια φθορισμού έχουν ενέργεια της τάξης $E_{ph} \approx 3 \text{ eV}$. Όπως φαίνεται στον Πίνακα 3-3, αυτό αντιστοιχεί σε μήκος κύματος περίπου $4000 \text{ \AA}$. Αν η απόδοση του σπινθηριστή σε φωτόνια είναι ε_{ph} , τότε αν ένα σωματίδιο που διέρχεται από τον σπινθηριστή εναποθέτει (χάνει) ενέργεια E_L , το πλήθος των φωτονίων που θα παραχθούν ένεκα φθορισμού, είναι, $\frac{E_L}{E_{ph}} \varepsilon_{ph}$. Ένα μέρος από αυτά θα φτάσουν στην φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή που φαίνεται στο Σχήμα 3-5. Αυτό γίνεται συνήθως οδηγούμενα με πλαστικό φωτοδηγό ή φωτοδηγό αέρος. Αν ε_{col} είναι ο συντελεστής συλλογής αυτών των φωτονίων στη 1 cm φωτοκάθοδο, το πλήθος των φωτονίων που θα φτάνουν σε αυτή είναι, $\frac{E_L}{E_{ph}} \varepsilon_{ph} \varepsilon_{col}$. Η εκπομπή φωτοηλεκτρονίων από την κάθοδο έχει συντελεστή απόδοσης ε_C . Ο τελικός αριθμός φωτοηλεκτρονίων που εκπέμπονται από τη φωτοκάθοδο όταν από τον σπινθηριστή περάσει φορτισμένο σωματίδιο και χάσει ενέργεια E_L , είναι:

$$n_{pe} \approx \frac{E_L}{E_{ph}} \varepsilon_{ph} \varepsilon_{col} \varepsilon_C . \text{ Αν υποθέσουμε ότι πρόκειται για ένα σωματίδιο } \mu \text{ (μνόνιο)}$$

το οποίο περνά μέσα από πλαστικό σπινθηριστή πάχους 1 cm και το σωματίδιο έχει τέτοια ενέργεια ώστε να δημιουργεί ελάχιστο ιονισμό (minimum ionizing particle), δηλαδή ενέργεια μερικών εκατοντάδων MeV, τότε χάνει 1,5 MeV. Έχουμε τις παρακάτω χαρακτηριστικές τιμές $\varepsilon_{ph} \approx 0,02$, $\varepsilon_{col} \approx 0,1$, $\varepsilon_C \approx 0,1$, $E_{ph} \approx 3 \text{ eV}$.

Επομένως $n_{ph} \approx 100$ φωτοηλεκτρόνια . Αυτός είναι μεγάλος αριθμός οπότε μπορούμε να πούμε ότι οι ανιχνευτές σπινθηρισμού έχουν μεγάλη απόδοση στην καταμέτρηση σωματιδίων. Το εύρος του παλμού από τον φωτοπολλαπλασιαστή καθορίζεται από πολλούς παράγοντες, όπως φαίνεται στα επόμενα. Το φως για να φτάσει στην φωτοκάθοδο ακολουθεί διάφορες διαδρομές, αυτό έχει ως αποτέλεσμα να αποκτά ο παλμός ένα εύρος. Άλλος παράγοντας που συντελεί στην διεύρυνση του παλμού είναι το γεγονός ότι συχνά μέσα στο υλικό του σπινθηριστή βάζουν ένα φθορίζον υλικό για να πετύχουν καλύτερη προσαρμογή με την ευαισθησία της φωτοκαθόδου, δηλαδή το φως που φτάνει στη φωτοκάθοδο να έχει κατάλληλο μήκος κύματος ώστε να απορροφάται περισσότερο. Από πλαστικούς σπινθηριστές λαμβάνονται παλμοί εύρους της τάξης 3 ns με 30 ns ($1\text{ ns} = 10^{-9}\text{ s}$) και περίπου 250 ns για σπινθηριστή NaI . Επίσης υπάρχουν διακυμάνσεις μέσα στον φωτοπολλαπλασιαστή ανάλογα με το σε ποιο σημείο πάνω στην φωτοκάθοδο πέφτει το φως. Ένεκα αυτού του φαινομένου υπάρχουν διαφορές χρόνου της τάξης περίπου του ns . Αν ληφθούν κατάλληλα μέτρα οδηγούμαστε σε αρκετά λεπτούς παλμούς της τάξης των 10 ns. Το να έχουμε λεπτούς παλμούς με μικρό χρόνο ανόδου (rise time), είναι χρήσιμο αν χρειάζεται να καθοριστεί ο χρόνος διέλευσης φορτισμένου σωματιδίου με ακρίβεια και επίσης όταν υπάρχουν μεγάλες ροές σωματιδίων.

Ανιχνευτές Cherenkov

Είναι γνωστά τα λεγόμενα κρουστικά φαινόμενα στην κυματική. Αυτά εμφανίζονται όταν ένα σώμα κινείται μέσα σε κάποιο μέσο το οποίο μπορεί και διεγείρει παράγοντας κύματα. Αν η ταχύτητα του κινούμενου σώματος είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα των κυμάτων, τότε έχουμε κρουστικό φαινόμενο δηλαδή παράγονται τα κρουστικά κύματα. Μια τέτοια περίπτωση εμφανίζεται με φορτισμένα σωματίδια και με το παραγόμενο από αυτά φως μέσα σε διαφανή μέσα. Σημειώνουμε ότι το φαινόμενο απαντάται και σε ηλεκτρομαγνητικές κοιλότητες με κενό αρκεί αυτές να έχουν διαμορφωθεί έτσι που η ταχύτητα του φωτός μέσα στο χώρο τους να είναι μικρότερη από αυτή του σωματιδίου. Είναι προφανές ότι τα σωματίδια έχουν πολύ μεγάλες ταχύτητες. Στο σχήμα 3-6 χρησιμοποιούμε τη γνωστή Αρχή του Huyghens και συμπεραίνουμε ότι η διεύθυνση της ακτινοβολίας Cherenkov (Τσερένκοβ) σχετικά με τη διεύθυνση κίνησης του φορτισμένου σωματιδίου καθορίζεται από τη γωνία θ για την οποία ισχύει:

$$\cos \theta = \frac{c}{n} t / (\beta c t) = \frac{1}{\beta n} \quad \beta = v / c, \quad v \text{ είναι η ταχύτητα του σωματιδίου, } n \text{ είναι ο}$$

δείκτης διάθλασης του υλικού, c / n είναι η ταχύτητα του φωτός μέσα στο υλικό. Για το νερό και ορατό φως ισχύει $n \approx 1,33$. Αν $\beta > 0,75$ τότε πράγματι $\cos \theta < 1$ οπότε παράγεται ορατό φως Cherenkov. Σε κάθε πυρηνικό αντιδραστήρα ανοιχτής δεξαμενής παρατηρείται τέτοιο φως που προέρχεται από κινούμενα ηλεκτρόνια ένεκα διασπάσεων-βήτα. Το φως είναι εντυπωσιακό γαλάζιο. Για εκπεμπόμενο φως

μικρού εύρους συχνοτήτων μεταξύ ν_1, ν_2 , μπορούμε να γράψουμε για την ενέργεια που εκπέμπεται ως ακτινοβολία Cherenkov:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2}{2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{e^2} \right) \left[\frac{(h\nu_1)^2 - (h\nu_2)^2}{mc^2} \right] \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right).$$

m είναι η μάζα του σωματιδίου και Ze είναι το φορτίο του. Για $Z=1$ και $\beta \approx 1$,

για νερό, η παραπάνω έκφραση δίνει για ορατό φως ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$ με $\lambda = 7000 \text{ \AA}$)

$\frac{dE}{dx} \approx 400 \text{ eV / cm}$. Αυτό σημαίνει περίπου 200 φωτόνια ανά εκατοστό του μέτρου.

δηλαδή αέρια. Η ολική ενέργεια που χάνεται για τον ιονισμό είναι περίπου 2 MeV / cm .

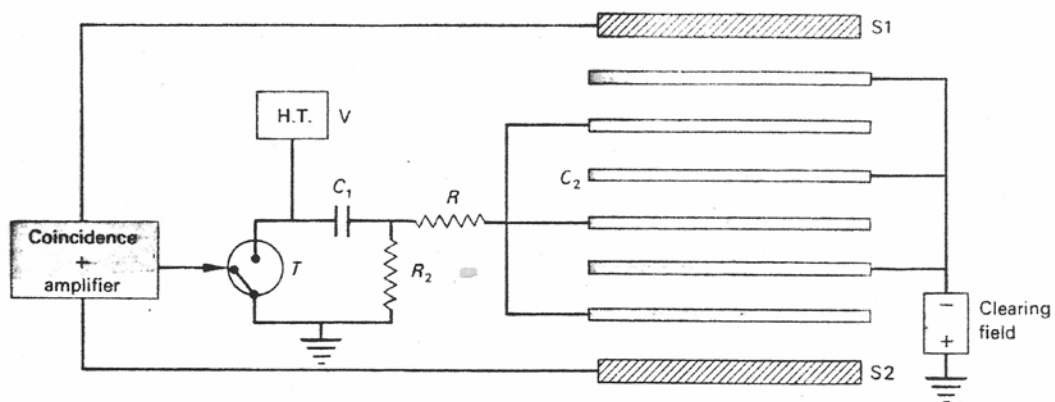
Το Σχήμα 3-7 δείχνει τη βασική διάταξη ανιχνευτή Τσερένκοβ. Το φως με ολικές ανακλάσεις μαζεύεται τελικά στον φωτοπολλαπλασιαστή. Αυτός ο ανιχνευτής δίνει παλμούς μόνο αν τα σωματίδια έχουν ταχύτητα μεγαλύτερη από μια ορισμένη τιμή (ανιχνευτής Τσερένκοβ κατωφλίου). Αν έχουμε σωματίδια με ίδια ορμή αλλά με διαφορετικές μάζες τότε αυτά μπορεί να ξεχωριστούν αν διαλεχτεί κατάλληλα ο δείκτης διάθλασης του υλικού του Τσερένκοβ ώστε να παράγεται φως από τα σωματίδια με μεγαλύτερο β αλλά όχι από τα άλλα με μικρότερο. Για δύο μόνο είδη σωματιδίων αρκεί το κατώφλι του ανιχνευτή να είναι μεταξύ των κατωφλίων των δύο σωματιδίων. Όταν τα σωματίδια τρέχουν με πολύ μεγάλες ταχύτητες χρειάζεται να έχει κανείς υλικά με μικρό n . Τότε για να πάρουμε αρκετά φωτόνια χρειάζεται μεγάλο μήκος αερίου, μερικές φορές πολλά μέτρα.

Το Σχήμα 3-8 δείχνει διάταξη που έχει σκοπό να ξεχωρίσει σωματίδια μικρού εύρους ταχυτήτων ή αν η ορμή είναι μία, δεδομένη, μικρού εύρους μαζών. Αυτό επιτυγχάνεται απαιτώντας να βγαίνει φως μόνο σε ορισμένες γωνίες, κάνοντας χρήση του γεγονότος ότι η γωνία εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου. Κάθε φορά λοιπόν που ο φωτοπολλαπλασιαστής «βλέπει» φωτόνια που έρχονται από την προκαθορισμένη γωνία για την οποία έχει σχεδιαστεί η διάταξη, σημαίνει ότι πέρασε σωματίδιο ορισμένης ταχύτητας. Άλλες ταχύτητες μπορεί να δώσουν φωτόνια αλλά αυτά δεν θα φτάσουν στο φωτοπολλαπλασιαστή. Ο ανιχνευτής αυτού του είδους λέγεται Τσερένκοβ παραθύρου.

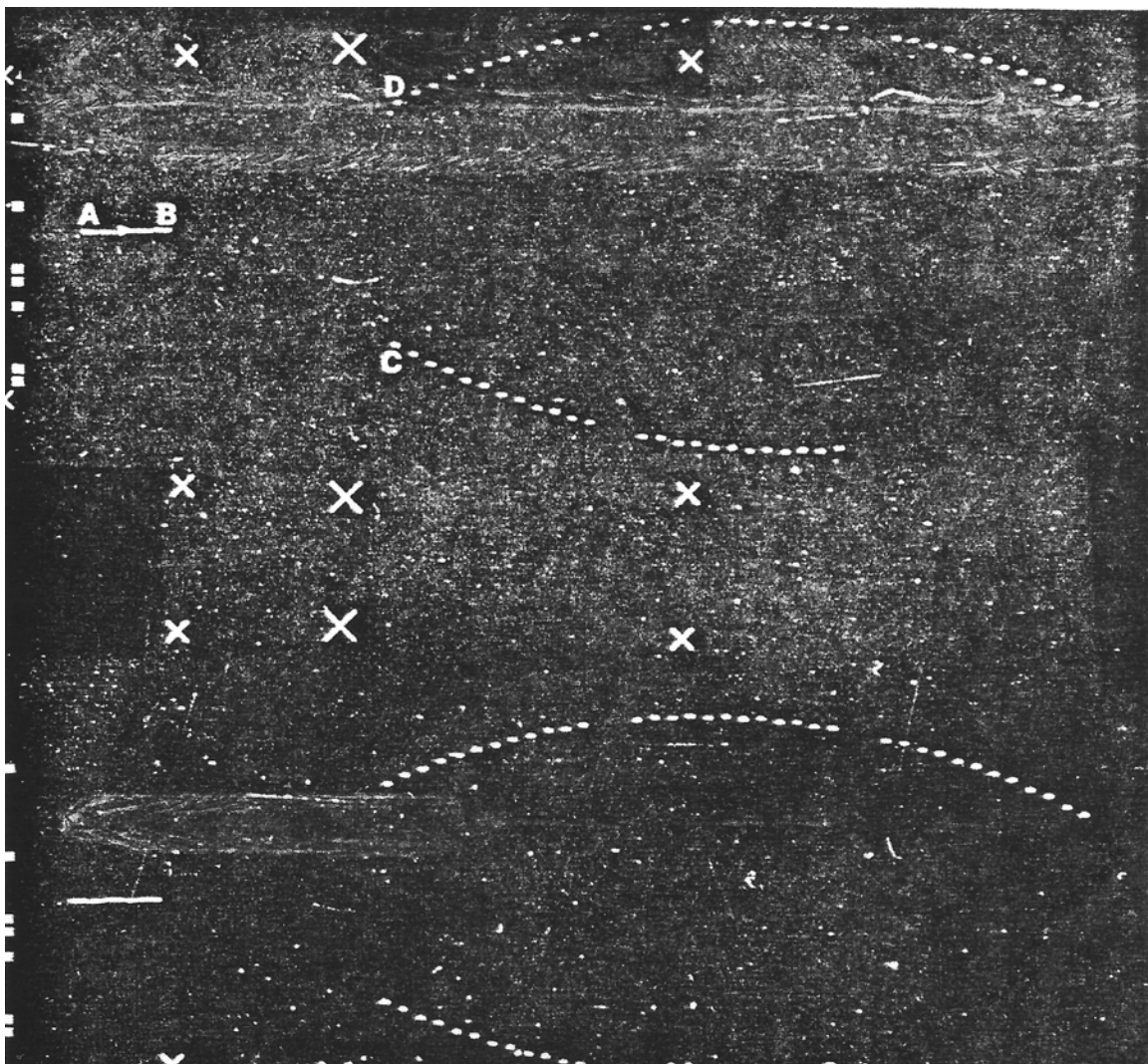
Θάλαμοι σπινθήρων

Στο Σχήμα 3-9 φαίνεται διαγραμματικά ένας θάλαμος σπινθήρων με παράλληλες πλάκες. Οι αποστάσεις μεταξύ των πλακών είναι της τάξης του ενός εκατοστομέτρου. Μεταξύ τους κυκλοφορεί κάποια πρόσμιξη αερίου όπως Ne, Ar. Η πίεση του αερίου είναι (1-1,5) Atm. Μόλις περάσει ένα ιονίζον (ιοντίζον) σωματίδιο οι δύο σπινθηριστές S_1 και S_2 δίνουν παλμούς σε σύμπτωση (σε συγχρονισμό). Η μονάδα συμπτώσεων (coincidence unit) δίνει ένα παλμό που διεγείρει μια λυχνία θύρατρον T. Η θύρατρον ξεφορτίζει την πυκνωτή C_1 (η τάση του

είναι περίπου 10 kV) . Εμφανίζεται ένας παλμός τάσης $\frac{C_1}{C_1 + C_2} V$ στις πλάκες οι οποίες ισοδυναμούν με πυκνωτή χωρητικότητας C_2 . Ο χρόνος ανόδου του παλμού (εφόσον ισχύει $C_1 \gg C_2$) που εμφανίζεται στο θάλαμο σπινθήρων είναι, $T = C_2 R$. Κατά μήκος της τροχιάς του φορτισμένου σωματιδίου που πέρασε από το θάλαμο δημιουργούνται σπινθήρες και η τάση των πλακών μειώνεται με μια σταθερά χρόνου RC_1 . Ο χρόνος ανόδου είναι της τάξης του 10^{-8} s . Αυτός είναι κατά πολύ μικρότερος από το χρόνο που χρειάζεται για να εξελιχθεί ο καταιγισμός ηλεκτρονίων του σπινθήρα που είναι της τάξης μ s . Το πεδίο για τον καθαρισμό είναι περίπου 100 V και χρησιμεύει για να καθαρίσει το χώρο από τα ιόντα και έτσι ο θάλαμος είναι έτοιμος να επαναλειτουργήσει, αλλιώς η πιθανότητα επανασυνδέσεων των δημιουργούμενων ηλεκτρονίων είναι μεγάλη και δεν δημιουργούνται σπινθήρες την επόμενη φορά που διέρχεται σωματίδιο από το σύστημα. Ο θάλαμος έχει διακριτική ικανότητα της τάξης του 1 μ s, δηλαδή μπορεί, κατ' αρχήν, να λειτουργεί με ροές σωματιδίων της τάξης των 10^5 σωματίδια ανά δευτερόλεπτο και να διαλέγει μόνο ένα ενδιαφέρον γεγονός, δηλαδή να ενεργοποιείται μόνο μια φορά. Για να είναι έτοιμος να ενεργοποιηθεί ξανά χρειάζεται να περάσει χρόνος περίπου ίσος με 10 ms , σε αυτό το χρόνο ο πυκνωτής C_1 πρέπει να φορτιστεί στα περίπου 10 kV. Επειδή οι πληροφορίες παίρνονται με φωτογράφιση των θαλάμων, συνήθως, η φωτογράφιση παίρνει το μεγαλύτερο χρόνο που δαπανάται κυρίως για τη μετακίνηση του φιλμ. Η θέση των σπινθήρων προσδιορίζεται με ακρίβεια της τάξης του 0,1 mm. Υπάρχουν και άλλες μέθοδοι να καταγραφεί η πληροφορία (π.χ. πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι που καταγράφουν τους ήχους που παράγουν οι σπινθήρες). Υπάρχουν και θάλαμοι σπινθήρων που αντί για μεταλλικές πλάκες έχουν παράλληλα σύρματα σε μικρές μεταξύ τους αποστάσεις. Δημιουργούνται ρεύματα στα σύρματα εκείνα που από τη γειτονιά τους πέρασαν τα φορτισμένα σωματίδια. Έτσι μπορεί να βρεθούν οι δυο συντεταγμένες των σωματιδίων στο επίπεδο των θαλάμων. Το διάβασμα των πληροφοριών γίνεται με διάφορους τρόπους, π.χ. διαβάζεται η έξοδος από το καθένα σύρμα χωριστά. Το σχήμα 3-10 δείχνει μια φωτογραφία θαλάμου σπινθήρων που βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο και καταγράφει τη διέλευση δύο σωματιδίων ενός π^+ (C) και ενός π^- (D) .



Σχήμα 3-9



Σχήμα 3-10

3. ΚΑΤΑΤΑΞΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ, ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ

Στον Πίνακα 4-1 δίνονται οι διάφορες αλληλεπιδράσεις σωματιδίων με μερικά τυπικά χαρακτηριστικά τους.

Πίνακας 4-1

Αλληλεπίδραση	Τυπικές σταθερές ζεύξης	Τυπικές ενεργές διατομές	Τυπικοί Χρόνοι ζωής
Ισχυρή	$\frac{g^2}{\hbar c} \approx 10$	$10^{-26} \text{ cm}^2 = 10^4 \text{ } \mu\text{b}$	10^{-23} s
Ηλεκτρομαγνητική	$\frac{e^2}{\hbar c} \approx 1/137$	$10^{-29} \text{ cm}^2 = 10 \text{ } \mu\text{b}$	10^{-16} s
Ασθενής	περίπου 10^{-7}	$10^{-38} \text{ cm}^2 = 10^{-8} \text{ } \mu\text{b}$	10^{-8} s
Βαρυτική	περίπου 10^{-45}	-----	-----

Οι αλληλεπιδράσεις διαφέρουν και κατά τους κανόνες διατήρησης που ακολουθούν. Θα ορίσουμε παρακάτω διάφορα φυσικά μεγέθη τα οποία ανάλογα με την αλληλεπίδραση κάποια διατηρούνται και άλλα δεν διατηρούνται. Αυτά φαίνονται στον Πίνακα 4-2.

Πίνακας 4-2

Διατηρήσιμη ποσότητα	Αλληλεπίδραση		
	Ισχυρή	H-M	Ασθενής
B (βαρυονικός αριθμός)	Ναι	Ναι	Ναι
L (λεπτονικός αριθμός)	Ναι	Ναι	Ναι
I (ισοσπίν)	Ναι	Όχι	Όχι
G (τζί-πάριτυ)	Ναι	Όχι	Όχι
S (παραδοξότητα)	Ναι	Ναι	Όχι
P (πάριτυ)	Ναι	Ναι	Όχι
C (συζυγία φορτίου)	Ναι	Ναι	Όχι
CP	Ναι	Ναι	Ναι (αλλά 10^{-3} παραβίαση στη διάσπαση των K^0)
CPT	Ναι	Ναι	Ναι

Μποζόνια και φερμιόνια

Υπάρχει συσχέτιση της στατιστικής που ακολουθούν τα σωματίδια και της ιδιοστροφορμής τους (συστροφή, σπιν, spin). Σωματίδια με σπιν περιττό

πολλαπλάσιο του $\frac{1}{2}\hbar$, δηλαδή $\frac{\hbar}{2}, \frac{3}{2}\hbar, \frac{5}{2}\hbar, \dots$ ακολουθούν στατιστική

Fermi-Dirac και λέγονται φερμιόνια. Σωματίδια με σπιν ακέραιο πολλαπλάσιο του $\hbar$ ή μηδέν λέγονται μποζόνια και ακολουθούν στατιστική Bose-Einstein.

Στον Πίνακα 4-3 καταγράφονται σωματίδια με τις σχετικές ιδιότητές τους. Τα σωματίδια θεωρούνται μη διακρίσιμα.

Πίνακας 4-3

Σπιν		
(μονάδα το $\hbar$)		
φερμιόνια	1/2	μ,e,p,n,Λ,Σ
	3/2	N*(1238), Ω ⁻ (1675)
	5/2	N*(1688), Λ(1815)
μποζόνια	0	μεσόνια π,K
	1	γ (φωτόνιο), μεσόνια ρ,ω
	2	μεσόνιο f

Η στατιστική συνδέεται με τη συμμετρία της κυματοσυνάρτησης Ψ η οποία περιγράφει πολλά σωματίδια όταν δυο από αυτά ανταλλάγουν.

Έστω ότι έχουμε δυο σωματίδια που είναι μποζόνια και περιγράφονται από την $\Psi(1,2)$ και εναλλάξουμε τα σωματίδια μεταξύ τους θα έχουμε:

$$\Psi(1,2) = +\Psi(2,1) \quad \text{συμμετρική κυματοσυνάρτηση}$$

Αν είναι φερμιόνια θα έχουμε:

$$\Psi(1,2) = -\Psi(2,1) \quad \text{αντισυμμετρική κυματοσυνάρτηση}$$

Ας θεωρήσουμε την «ολική» $\Psi_{\text{tot}} = \Phi(\text{space}) \times \alpha(\text{spin})$.

Η $\Phi(\text{space})$ είναι γινόμενο μιας συνάρτησης που εξαρτάται από την ακτινική συντεταγμένη r (ακτινικό μέρος) και μιας σφαιρικής αρμονικής $Y_l^m(\theta, \varphi)$. Αυτή εξαρτάται από την κατεύθυνση, δηλαδή από τις γωνίες θ, φ των σφαιρικών συντεταγμένων. Η εναλλαγή $1 \leftrightarrow 2$ (χωρίς να πειραχτεί το σπιν) οδηγεί στην

$\Phi(\text{space}) \rightarrow (-1)^l \Phi(\text{space})$ όπου l είναι ο κβαντικός αριθμός της τροχιακής στροφορμής. Αν ο l είναι περιττός αριθμός τότε η $\Phi(\text{space})$ είναι αντισυμμετρική. Αν ο l είναι άρτιος η $\Phi(\text{space})$ είναι συμμετρική. Επομένως συνάγεται εύκολα ότι για δυο όμοια μποζόνια, εφόσον η ολική κυματοσυνάρτηση πρέπει να είναι συμμετρική, πρέπει

οι Φ και α να είναι και οι δυο συμμετρικές ή και οι δυο αντισυμμετρικές. Για φερμιόνια πρέπει οι Φ και α να έχουν αντίθετη συμμετρία.

Ας εξετάσουμε αν είναι δυνατή η διάσπαση του σωματιδίου ρ_0 σε $2\pi^0$.

Το σπιν του ρ_0 είναι $J=1$. Στο σύστημα ηρεμίας του αυτή είναι η ολική στροφορμή του διότι, προφανώς, δεν υπάρχει τροχιακή στροφορμή. Στην τελική κατάσταση που έχουμε τα δυο π^0 αυτή θα είναι η στροφορμή τους, είναι η τελική στροφορμή η οποία διατηρείται κατά τη διάσπαση του ρ_0 . Το π^0 έχει σπιν μηδέν επομένως η στροφορμή τους είναι τροχιακή με $l=1$. Αυτό συνεπάγεται ότι αν τα δυο π^0 ανταλλάζουν θέση τότε η κυματοσυνάρτησή τους θα πολλαπλασιαστεί επί $(-1)^l = -1$. Αυτό όμως είναι άτοπο γιατί τα π^0 έχουν σπιν μηδέν και είναι μποζόνια, επομένως η διάσπαση του ρ_0 σε δυο π^0 δεν γίνεται.

Μια γενικευμένη μορφή της Ψ_{tot} είναι, $\Psi_{\text{tot}} = \Phi(\text{space}) \times \alpha(\text{spin}) \times \chi(\text{φορτίο})$.

Η έκφραση όμοια σωματίδια μπορεί να σημαίνει σωματίδια με διαφορετικό φορτίο που ανήκουν στην ίδια πολλαπλότητα η οποία καθορίζεται από έναν κβαντικό αριθμό, τον κβαντικό αριθμό ισοσπιν. Ακόμη μπορεί να είναι σωματίδιο και αντισωματίδιο όπως e^+, e^- .

Η αρχή του Pauli προκύπτει εύκολα από τη συμμετρία φερμιονίων αν σκεφτεί κανείς ότι δυο όμοια τέτοια σωματίδια με όλους τους κβαντικούς αριθμούς ίδιους, πρέπει να έχουν συμμετρική Ψ , πράγμα άτοπο. Επομένως δυο φερμιόνια δεν μπορούν να συνυπάρχουν στην ίδια κβαντική κατάσταση.

Μια άλλη κατάταξη των σωματιδίων φαίνεται στον παρακάτω Πίνακα 4-4.

Πίνακας 4-4

	ΒΑΡΥΟΝΙΑ
ΦΕΡΜΙΟΝΙΑ	
	ΛΕΠΤΟΝΙΑ
	ΦΩΤΟΝΙΑ
ΜΠΟΖΟΝΙΑ	
	ΜΕΣΟΝΙΑ

Τα βαρυόνια έχουν μάζες μεγαλύτερες ή ίσες από το πρωτόνιο, τέτοια είναι τα $p, n, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega^-, \dots$

Τα λεπτόνια είναι τα ελαφρύτερα από το πρωτόνιο φερμιόνια, $e, \mu, \nu, \dots$, κ.τλ

Τα φωτόνια και τα λεπτόνια μετέχουν μόνο σε ηλεκτρομαγνητικές και ασθενείς αλληλεπιδράσεις, τα μεσόνια και τα βαρυόνια μετέχουν και σε ισχυρές και λέγονται αδρόνια.

Τα αδρόνια χωρίζονται σε παράδοξα και μη παράδοξα. Αυτό γίνεται με χρήση ενός κβαντικού αριθμού που λέγεται παραδοξότητα (strangeness) S . Τα παράδοξα χωρίζονται σε K μεσόνια (καόνια) που είναι ελαφρύτερα από τα νουκλεόνια και υπερόνια που είναι βαρύτερα των νουκλεονίων και εξίναι και βαρυόνια.

Στον παρακάτω Πίνακα 4-5 φαίνονται οι αλληλεπιδράσεις των διαφόρων σωματιδίων.

Πίνακας 4-5

Αλληλεπιδράσεις				
Σωματίδιο	Κατηγορία	Ασθενής	H-M	Ισχυρή
Φωτόνιο	Μποζόνιο	Όχι	Ναι	Όχι
Λεπτόνια				
ν	Φερμιόνιο	Ναι	Όχι	Όχι
e	Φερμιόνιο	Ναι	Ναι	Όχι
μ	Φερμιόνιο	Ναι	Ναι	Όχι
Αδρόνια				
Μεσόνια	Μποζονια	Ναι	Ναι	Ναι
Βαρυόνια	Φερμιόνια	Ναι	Ναι	Ναι

4. ΚΑΝΟΝΕΣ ΔΙΑΤΗΡΗΣΗΣ

Συμμετρίες και διατηρήσιμες ποσότητες

Ας θεωρήσουμε ότι έχουμε ένα σύστημα με χαμιλτονιανή H ανεξάρτητη του χρόνου. Η κυματοσυνάρτηση Ψ του συστήματος ικανοποιεί την εξίσωση Schroedinger,

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi$$

Η τιμή ενός παρατηρήσιμου (observable) μεγέθους F στην κατάσταση Ψ δίνεται από τη μέση τιμή $\langle F \rangle$ του F . Ας σημειωθεί ότι με F παριστάνεται και ο τελεστής που αντιστοιχεί στο εν λόγω παρατηρήσιμο μέγεθος. Εφόσον πρόκειται για παρατηρήσιμο μέγεθος αυτός θα έχει πραγματικές ιδιοτιμές και θα είναι ερμιτιανός (hermitian). Αν ο F δεν εξαρτάται από το χρόνο θα έχουμε,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle F \rangle &= \frac{d}{dt} \int d^3x \Psi^* F \Psi = \int d^3x \frac{d\Psi^*}{dt} F \Psi \\ &+ \int d^3x \Psi^* F \frac{d\Psi}{dt} \end{aligned}$$

Προφανώς από την εξίσωση Schroedinger έχουμε,

$$-i\hbar \frac{d\Psi^*}{dt} = (H\Psi)^* = \Psi^* H \quad (\text{o } H \text{ είναι ερμιτιανός οπότε } H^\dagger = H), \text{ άρα,}$$

$$\frac{d}{dt} \langle F \rangle = \frac{i}{\hbar} \int d^3x \Psi^* (HF - FH) \Psi,$$

η παράσταση $HF - FH$ είναι ο εναλλάκτης των H και F και παριστάνεται ως,
 $HF - FH = [H, F]$.

Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι η μέση τιμή $\langle F \rangle$ διατηρείται όταν $[H, F] = 0$. Αν τα H και F μετατίθενται, οι ιδιοσυναρτήσεις του H μπορεί να διαλεχτούν έτσι ώστε να είναι και ιδιοσυναρτήσεις του F , οπότε θα έχουμε,

$$H\Psi = E\Psi, \quad F\Psi = f\Psi, \quad \text{όπου } E, f \text{ πραγματικά μεγέθη}$$

Το πρόβλημα που δημιουργείται είναι ότι δε μπορούμε να βρούμε εύκολα διατηρήσιμες ποσότητες διότι, τις περισσότερες φορές, δεν ξέρομε την ακριβή μορφή του τελεστή H . Όπως θα φανεί αμέσως, αυτό δεν είναι απαραίτητο, μπορεί κανείς να βρει μια διατηρήσιμη ποσότητα αν είναι δυνατόν να δείξει ότι ο H είναι αναλλοίωτος υπό την επίδραση κάποιου μετασχηματισμού δηλαδή ο H έχει κάποια συμμετρία. Αν ο μετασχηματισμός είναι ο U ισχύει $\Psi' = U\Psi$. Θα πρέπει ο μετασχηματισμός να είναι τέτοιος που η κανονικοποίηση της κυματοσυνάρτησης να ισχύει και μετά το μετασχηματισμό, δηλαδή,

$$\int d^3x \Psi'^* \Psi' = \int d^3x (U\Psi)^* U\Psi = \int d^3x \Psi^* U^\dagger U \Psi$$

Αυτό σημαίνει ότι ο U είναι μοναδιαίος (unitary), δηλαδή $U^\dagger U = U U^\dagger = I$ (τελεστής μονάδα).

Αφού ο U είναι τελεστής συμμετρίας η $U\Psi$ θα ικανοποιεί την ίδια εξίσωση Σρέντιγκερ όπως η Ψ , οπότε,

$$i\hbar \frac{d(U\Psi)}{dt} = HU\Psi \quad \text{ή} \quad i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = U^{-1}HU\Psi, \quad \text{ο } U \text{ είναι ανεξάρτητος του χρόνου.}$$

Επειδή $i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi$ έχουμε, $H = U^{-1}HU = U^\dagger HU$ (επειδή από τη συνθήκη unitarity,

$U^\dagger = U^{-1}$). Δηλαδή $HU - UH = [H, U] = 0$ ο τελεστής συμμετρίας εναλλάσσεται με

τη χαμιλτονιανή. Από όσα είπαμε στα προηγούμενα, αν ο U ερμιτιανός τότε είναι παρατηρήσιμος. Αν ο U δεν είναι ερμιτιανός τότε μπορεί να βρεθεί ένας ερμιτιανός τελεστής, F , που να σχετίζεται με αυτόν ο οποίος να ικανοποιεί τη σχέση,

$$[H, F] = 0, \quad \text{οπότε} \quad \frac{d}{dt} \langle F \rangle = 0. \quad \text{Υπάρχουν συνεχείς και ασυνεχείς (ή διακριτοί)}$$

μετασχηματισμοί. Όταν έχουμε ασυνεχείς μετασχηματισμούς όπως, ο τελεστής της ομοτιμίας (πάριτυ, parity), P , ο οποίος αλλάζει το $\vec{x}$ σε $-\vec{x}$, τότε επιλέγουμε τέτοιους τελεστές που να είναι συγχρόνως και μοναδιαίος (unitary) και ερμιτιανός. Στη συγκεκριμένη περίπτωση του P ισχύει $U^2 = 1$ ($\vec{x} \rightarrow -\vec{x} \rightarrow \vec{x}$). Αυτό όμως σημαίνει ότι είναι και μοναδιαίος και ερμιτιανός. Πολύ συχνά οι ασυνεχείς μετασχηματισμοί έχουν αυτή την ιδιότητα. Ένας συνεχής μετασχηματισμός μπορεί πάντοτε να γίνει τόσο μικρός που να πλησιάζει τη μονάδα, δηλαδή να μην έχει καμιά επίδραση. Για έναν συνεχή μετασχηματισμό, όπου U είναι ο αντίστοιχος τελεστής, $U = e^{i\varepsilon F}$ όπου ε είναι μια πραγματική παράμετρος και F είναι ο γεννήτορας του U που είναι επίσης τελεστής. Ορίζουμε,

$$U\Psi = e^{i\varepsilon F}\Psi = \left[1 + i\varepsilon F + \frac{(i\varepsilon F)^2}{2!} + \dots \right] \Psi.$$

Γενικώς, $e^{i\varepsilon F} \neq e^{i\varepsilon F^\dagger}$ και γενικά ο U δεν είναι ερμιτιανός. Επειδή ο U είναι μοναδιαίος, αν ισχύει $[F, F^\dagger] = 0$, μπορεί να δειχτεί ότι,

$$e^{-i\varepsilon F^\dagger} e^{i\varepsilon F} = e^{i\varepsilon(F - F^\dagger)} = 1 \quad \text{ή} \quad F^\dagger = F$$

Δηλαδή ο γεννήτορας του U είναι ερμιτιανός και είναι το παρατηρήσιμο μέγεθος που συνδέεται με τον U όταν αυτός δεν είναι παρατηρήσιμο μέγεθος. Συνήθως είναι καλύτερα να θεωρεί κανείς απειροστούς μετασχηματισμούς. Αν $\varepsilon F \ll 1$ τότε από την $U = e^{i\varepsilon F}$ παίρνουμε, $U = 1 + i\varepsilon F$. Αφού $HU - UH = 0$, έπεται ότι $[H, F] = 0$. Ο Πίνακας 5-1 δείχνει μερικούς χαρακτηριστικούς μετασχηματισμούς και τις αντίστοιχες διατηρούμενες ποσότητες.

Πίνακας 5-1

Μετασχηματισμός	Διατηρούμενη ποσότητα ή ιδιοτιμή
Μετατόπιση στο χώρο	Ορμή
Χρονική μετατόπιση	Ενέργεια
Περιστροφή στο χώρο	Στροφορμή
Αντιστροφή στο χώρο	Πάριτυ
Περιστροφή στον ισотоπικό χώρο	Ισοσπίν
Συζυγία φορτίου	C-πάριτυ
Συζυγία-G	G-πάριτυ
Μετασχηματισμός βαθμίδας	Ηλεκτρικό φορτίο, βαρυονικός αριθμός, λεπτονικός αριθμός

Ηλεκτρικό φορτίο

Έστω ότι η Ψ_q περιγράφει μια κατάσταση με φορτίο q και ικανοποιεί την εξίσωση

Σρέντιγκερ, $i\hbar \frac{d\Psi_q}{dt} = H\Psi_q$. Αν Q είναι ο τελεστής του ηλεκτρικού φορτίου, τότε η

μέση τιμή $\langle Q \rangle$ διατηρείται αν οι τελεστές H, Q μετατίθενται. Τότε η Ψ_q μπορεί να επιλεγεί έτσι που να είναι ιδιοσυνάρτηση του Q , $Q\Psi_q = q\Psi_q$, η ιδιοτιμή q διατηρείται.

Πρώτος ο Weyl θεώρησε μετασχηματισμό της μορφής $e^{i\varepsilon Q}$ όπου ε πραγματική παράμετρος. Αυτός είναι είδος μετασχηματισμού βαθμίδας (gauge transformation). Η συμμετρία ως προς αυτόν εξασφαλίζει τη διατήρηση του φορτίου. Ισχύουν,

$$\Psi'_q = e^{i\varepsilon Q} \Psi_q \text{ και } i\hbar \frac{d\Psi'_q}{dt} = H\Psi'_q$$

$$i\hbar \frac{d(e^{i\varepsilon Q} \Psi_q)}{dt} = H(e^{i\varepsilon Q} \Psi_q).$$

Εφόσον το Q δεν εξαρτάται από το χρόνο και είναι ερμιτιανός, τότε,

$$e^{-i\varepsilon Q} H e^{i\varepsilon Q} = H. \text{ Αν } \varepsilon Q \ll 1 \text{ τότε } (1 - i\varepsilon Q) H (1 + i\varepsilon Q) = H \text{ και } [Q, H] = 0$$

Δηλαδή το αναλλοίωτο της δράσης του μετασχηματισμού βαθμίδας $e^{i\varepsilon Q}$ εξασφαλίζει τη διατήρηση του φορτίου. Σε κάθε αντίδραση σωματιδίων πρέπει το άθροισμα των

αρχικών φορτίων να ισούται με το άθροισμα των τελικών, δηλαδή με το άθροισμα των φορτίων των σωματιδίων της τελικής κατάστασης. Αν το ηλεκτρικό φορτίο δεν διατηρείται τότε η διάσπαση $e \rightarrow \nu + \gamma$ δεν παραιάζει καμιά άλλη αρχή και θα ήταν δυνατό να συμβεί. Πειραματικός έλεγχος για την ύπαρξη τέτοιας αντίδρασης, διάσπασης ηλεκτρονίου, έχει δώσει έχει δώσει έναν μέσο χρόνο ζωής για το ηλεκτρόνιο μεγαλύτερο από 2×10^{21} χρόνια.

Βαρυονικός αριθμός

Το πρωτόνιο θα μπορούσε να διασπαστεί, για παράδειγμα, σε ένα ποζιτρόνιο και ένα ουδέτερο πιόνιο, χωρίς να παραβιάζεται η διατήρηση του φορτίου και κανένας άλλος νόμος διατήρησης. Η μη ύπαρξη διάσπασης του πρωτονίου οδήγησε στη σκψη ότι πρέπει να διατηρείται ο ολικός αριθμός βαρυονίων. Πιο συγκεκριμένα, το πρωτόνιο και το νετρόνιο έχουν βαρυονικό αριθμό, B , $+1$, τα αντισωματίδιά τους -1 . Διάφορα βαρυόνια έχουν αρυονικό αριθμό $+1$ ή -1 . Τα λεπτόνια, τα φωτόνια και τα μεσόνια έχουν βαρυονικό αριθμό μηδέν. Αυτός ο αριθμός είναι αθροιστικός (όπως και το φορτίο) και διατηρείται στις διάφορες αντιδράσεις. Το άθροισμα των βαρυονικών αριθμών των σωματιδίων πριν την αντίδραση ισούται με το άθροισμα των βαρυονικών αριθμών των σωματιδίων μετά την αντίδραση.

Παραδείγματα:

$$p + n \rightarrow \bar{p} + n + p + p$$

$$B : +1 \quad +1 \quad -1 \quad +1 \quad +1 \quad +1$$

$$p + \bar{p} \rightarrow 5\pi$$

$$B : +1 \quad -1 \quad 0$$

Το πρωτόνιο δεν διασπάται διότι δεν υπάρχει ελαφρύτερο βαρυόνιο από αυτό και σε τέτοια διάσπαση δεν θα μπορούσε να διατηρηθεί ο βαρυονικός αριθμός. Ο βαρυονικός αριθμός διατηρείται διότι υπάρχει μετασχηματισμός βαθμίδας ο οποίος είναι μετασχηματισμός συμμετρίας. Υπάρχουν θεωρίες ενοποίησης πεδίων οι οποίες δεν δέχονται τέτοια συμμετρία, οπότε δεν αποκλείεται διάσπαση του πρωτονίου. Έχουν στηθεί πειράματα για να μετρήσουν το μέσο χρόνο ζωής του πρωτονίου και να συγκρίνουν με το χρόνο που προβλέπουν διάφορες τέτοιες θεωρίες. Ο χρόνος αυτός μέχρι σήμερα είναι της τάξης των 10^{29} χρόνια μέχρι 10^{30} χρόνια, οπότε δεν υπάρχει κανείς φόβος να διασπαστούν όλα μας τα πρωτόνια και νετρόνια στο «κοντινό» μέλλον!

Λεπτονικός αριθμός

Υπάρχει και ο λεπτονικός αριθμός, L , που οφείλεται σε κάποια συμμετρία βαθμίδας. Είναι προσθετικός αριθμός και διατηρείται. Είναι άθροισμα δυο λεπτονικών αριθμών, του λεπτονικού αριθμού ηλεκτρονίου, L_e , και του λεπτονικού αριθμού μιονίου, L_μ . Ο λεπτονικός αριθμός (L, L_e, L_μ) διατηρείται και μη διατήρησή του είναι πιθανή στο επίπεδο του $1/1\,000\,000$. Τα μη λεπτόνια έχουν λεπτονικούς αριθμούς μηδέν.

$$\begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad \qquad \gamma \rightarrow e^+ + e^- \\ L = L_\mu \quad \begin{array}{ccc} 0 & -1 & +1 \end{array} \qquad L = L_e \quad \begin{array}{ccc} 0 & -1 & +1 \end{array} \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ L_e \quad \begin{array}{cccc} 0 & -1 & +1 & 0 \end{array} \\ L_\mu \quad \begin{array}{cccc} -1 & 0 & 0 & -1 \end{array} \\ L \quad \begin{array}{cccc} -1 & -1 & +1 & -1 \end{array} \end{array}$$

Τα νετρίνα έχουν μάζες πολύ μικρές, σχεδόν μηδενικές. Από τις μετρήσεις συνάγεται ότι τα νετρίνα έχουν σπιν αντίθετο από την ορμή τους και τα αντineτρίνα έχουν σπιν ίδιας φοράς με την ορμή τους. Αυτό σημαίνει ότι τα αντineτρίνα είναι δεξιόστροφα και τα νετρίνα αριστερόστροφα. Αυτό κατ' αντιστοιχία με τους αριστερόστροφους και δεξιόστροφους κοχλίες (βίδες). Αυτή η εικόνα είναι συμβατή με νετρίνα που θα είχαν μάζα ακριβώς μηδέν. Τότε αν έχουμε σωματίδια με σπιν μιας κατεύθυνσης, επειδή τότε τα σωματίδια τρέχουν, όπως τα φωτόνια που έχουν μάζα μηδέν, με την ταχύτητα του φωτός, δεν υπάρχει μετασχηματισμός Lorentz που να μπορεί να τους αλλάξει τη δεξιά ή την αριστερή στροφοκίνησή τους.

Παραδοξότητα S

Η παραδοξότητα είναι ένας άλλος προσθετικός κβαντικός αριθμός ο οποίος διατηρείται μόνο στις ισχυρές και ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις αλλά δεν διατηρείται στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Στην ισχυρή αλληλεπίδραση,

$$\begin{array}{l} \pi^- + p \rightarrow n \quad K^+ \quad K^- \\ S: \quad \begin{array}{cccc} 0 & 0 & 0 & +1 \end{array} \quad -1 \end{array}$$

Αν το πρώτο μέλος μιας αντίδρασης δεν περιέχει παράδοξα σωματίδια ενώ το δεύτερο περιέχει, τότε για να διατηρείται η παραδοξότητα πρέπει να παράγονται ζεύγη παράδοξων σωματιδίων με αντίθετες παραδοξότητες. Στον Πίνακα 5-2 μαζί με άλλους

κβαντικούς αριθμούς δίνεται και ο S για σωματίδια που διασπώνται με H-M και ασθενείς αλληλεπιδράσεις.

Πίνακας 5-2

B	S	I	I_3				
			-1	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	$+1$
1	0	$\frac{1}{2}$		n		p	
1	-1	0			Λ		
0	0	1	π^-		π^0		π^+
0	+1	$\frac{1}{2}$		K^0		K^+	
0	-1	$\frac{1}{2}$		K^-		$\bar{K}^0$	
1	-1	1	Σ^-		Σ^0		Σ^+
1	-2	$\frac{1}{2}$		Ξ^-		Ξ^0	
1	-3	0			Ω^-		
0	0	0			η		

Μετασχηματισμοί P, C και T

Οι P, C, T είναι ασυνεχείς μετασχηματισμοί με την ιδιότητα $U^2 = 1$. Είναι ερμιτιανοί και μοναδιαίοι. Το αναλλοίωτο υπό την επίδρασή τους οδηγεί σε νόμους διατήρησης που το γινόμενο των σχετικών κβαντικών αριθμών παραμένει αναλλοίωτο, δηλαδή έχουμε πολλαπλασιαστικούς νόμους διατήρησης και πολλαπλασιαστικούς κβαντικούς αριθμούς.

α) Πάριτυ (ομοτιμία), P

Ο μετασχηματισμός ομοτιμίας, P μετασχηματίζει κάθε πολικό διάνυσμα όπως τα $\vec{r}$ και $\vec{p}$ στα $-\vec{r}$ και $-\vec{p}$ αντιστοίχως. Προφανώς τα αξονικά διανύσματα όπως η στροφορμή $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$, μετασχηματίζονται στον εαυτό τους.

Ισχύουν, $P\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r})$ και προφανώς $P^2\Psi(\vec{r}) = \Psi(\vec{r})$. Ο P είναι ερμιτιανός και μοναδιαίος και έχει ιδιοτιμές ± 1 . Αυτό δεν σημαίνει ότι κάθε $\Psi(\vec{r})$ είναι ιδιοσυνάρτηση του P , απλώς όταν βρεθεί μια ιδιοσυνάρτηση του τότε οι ιδιοτιμές θα είναι $+1$ ή -1 .

Αν υποθέσουμε ότι $[H, P] = 0$ όπου η H είναι αναλλοίωτη ως προς P , τότε μπορούμε να βρούμε συναρτήσεις που είναι κοινές ιδιοσυναρτήσεις των H και P . Θα ισχύει $P\Psi(\vec{r}) = \pi\Psi(\vec{r})$ και $\pi = +1$ ή $\pi = -1$. Εφόσον ο P και ο H μετατίθενται, θα διατηρείται η ομοτιμία σύμφωνα με όσα είπαμε στα προηγούμενα.

Ας θεωρήσουμε την αντίδραση, $a + b \rightarrow c + d$. μπορούμε να γράψουμε,

$|\text{αρχική κατάσταση}\rangle = |a\rangle|b\rangle|\text{σχετική κίνηση των } a, b\rangle$. $|a\rangle, |b\rangle$ είναι οι εσωτερικές καταστάσεις των σωματιδίων a και b . Η δράση του P στην αρχική κατάσταση είναι $P|\text{αρχ. κατάστ.}\rangle = P|a\rangle P|b\rangle P|\text{σχετ. κίνηση}\rangle$. Αν $P|a\rangle$ καθορίζει την εσωτερική páritu του σωματιδίου a , τότε $P|a\rangle = \pi_a|a\rangle$ και $P|b\rangle = \pi_b|b\rangle$. Έτσι έχουμε,

$P|\text{αρχ. κατάστ.}\rangle = \pi_a\pi_b|a\rangle|b\rangle P|\text{σχετ. κίνηση}\rangle$ και $P|\text{σχετ. κίνηση}\rangle = P Y_l^m P R$ όπου R είναι το ακτινικό μέρος και Y_l^m το γωνιακό μέρος (σφαιρική αρμονική) της χωρικής κυματοσυνάρτησης. Όμως $PR = R$ και $P Y_l^m = (-1)^l Y_l^m$ άρα

$P|\text{αρχ. κατάστ.}\rangle = \pi_a\pi_b(-1)^l|\text{αρχ. κατάστ.}\rangle$. Για την τελική κατάσταση ισχύει κάτι ανάλογο και αν διατηρείται η páritu τότε, $\pi_a\pi_b(-1)^l = \pi_c\pi_d(-1)^{l'}$. Παρατηρούμε ότι ένας μετασχηματισμός βαθμίδας (δηλαδή συνεχής) οδηγεί σε αθροιστικό κβαντικό αριθμό ενώ ένας ασυνεχής όπως ο P οδηγεί σε πολλαπλασιαστικό κβαντικό αριθμό. Η αιτία είναι ότι ο P είναι ερμιτιανός από μόνος του ενώ στην περίπτωση του μετασχηματισμού βαθμίδας ο ερμιτιανός τελεστής εμφανίζεται στον εκθέτη του e . Ένα γινόμενο εκθετικών παραστάσεων οδηγεί σε άθροισμα των εκθετών και επομένως σε προσθετικό νόμο. Σε όλα τα σωματίδια μπορεί κανείς να ορίσει εσωτερική páritu εκτός από τα λεπτόνια. Τα γ έχουν páritu -1 , τα p, n έχουν -1 . Ισχύουν,

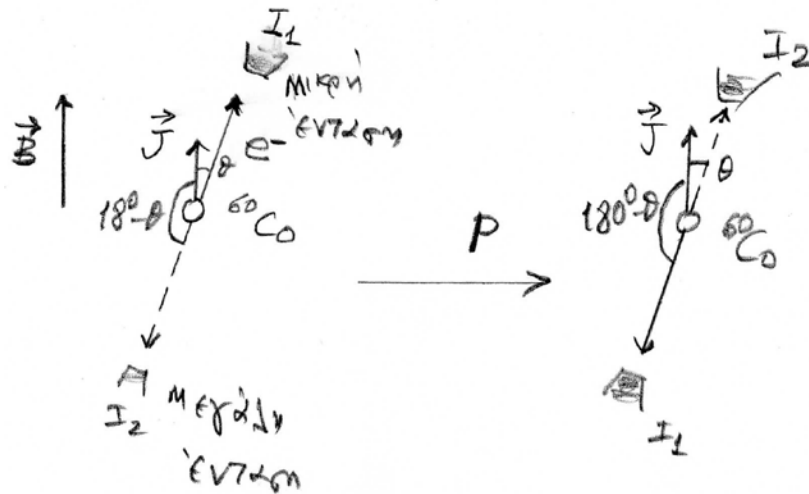
η páritu φερμιονίου ισούται με μείον ένα επί την páritu του αντιφερμιονίου του,

η páritu μποζονίου ισούται με συν ένα επί την páritu του αντιμποζονίου του.

Πολλές φορές αντί για μετασχηματισμό $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ θεωρούμε για την εικόνα μιας διεργασίας μέσα σε καθρέφτη. Μπορεί εύκολα να σκεφτούμε ότι αν μετά την εικόνα στον καθρέφτη γίνει μια περιστροφή κατά 180 μοίρες γύρω από τον άξονα των x , η εικόνα θεωρείται στο επίπεδο yz , τότε καταλήγουμε από το $\vec{r}$ στο $-\vec{r}$. Η περιστροφή όμως αφήνει αναλλοίωτο το σύστημα (και οδηγεί στη διατήρηση της στροφορμής) άρα κατά κάποιο τρόπο ο κατοπτρισμός είναι ισοδύναμος με την αλλαγή από $\vec{r}$ σε $-\vec{r}$. Η páritu διατηρείται στις ισχυρές και στις H-M αλληλεπιδράσεις αλλά παραιάζεται στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Το πρώτο σχετικό πείραμα ήταν της Wu στο οποίο έγινε χρήση της ασθενούς διάσπασης (πρόκειται για διάσπαση-βήτα, β -διάσπαση).

Συγκεκριμένα $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Χρησιμοποιήθηκε ^{60}Co του οποίου το σπιν είχε δεδομένη κατεύθυνση (χρησιμοποιήθηκε μαγνητικό πεδίο). Μετρήθηκαν ηλεκτρόνια

στην κατεύθυνση $\theta < 90^\circ$ και στην κατεύθυνση $180^\circ - \theta$. Οι δυο καταστάσεις είναι συμμετρικές ως προς το μετασχηματισμό της πάριτυ και αν αυτή εδιατηρείτο θα έπρεπε οι εκπομπές ηλεκτρονίων να είναι ίδιες σε αυτές τις δυο κατευθύνσεις. Παρατηρήθηκε ότι τα ηλεκτρόνια εκπέμπονταν κατά προτίμηση προς κατευθύνσεις που είναι αντίθετες από το σπιν. Βλέπε Σχήμα 5-1.



Σχήμα 5-1

Στον Πίνακα 5-3 φαίνεται πως μετασχηματίζονται διάφορες ποσότητες υπό την επίδραση διαφόρων μετασχηματισμών. Στο τέλος του βιβλίου δίνονται πίνακες με σταθερές και διάφορα μεγέθη σχετικά με τα σωματίδια.

β) Συζυγία φορτίου, C

Έστω σωματίδιο που περιγράφεται από τους κβαντικούς αριθμούς που φαίνονται στην κατάσταση του σωματιδίου, $|B, q, S, L, L_\mu\rangle$, όπου B ο βαρυονικός αριθμός, q το φορτίο, S η παραδοξότητα, L ο λεπτονικός αριθμός και L_μ ο μιονικός αριθμός.

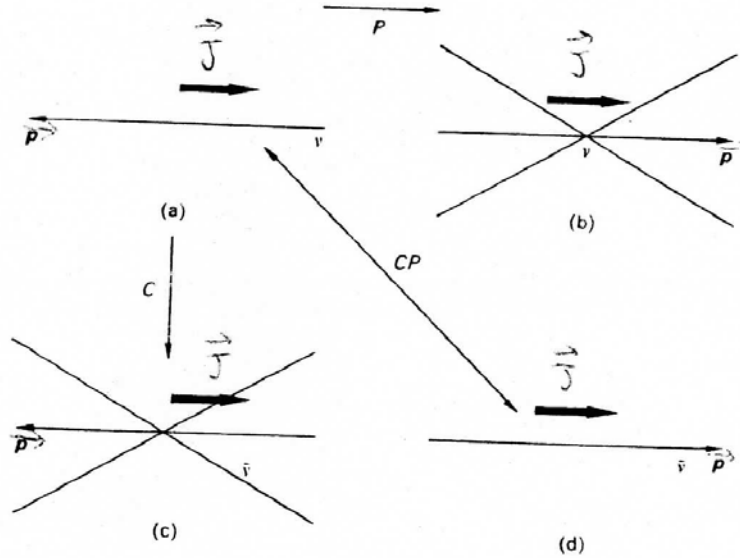
Ισχύει: $C|B, q, S, L, L_\mu\rangle = |-B, -q, -S, -L, -L_\mu\rangle$. Το σπιν παραμένει το ίδιο αλλά η μαγνητική ροπή που είναι ανάλογη (proportional) του q από $+\mu$ γίνεται $-\mu$. Ο τελεστής συζυγίας φορτίου, C , αλλάζει ένα σωματίδιο στο αντισωματίδιό του. Είναι προφανές ότι πρόκειται για ασυνεχή μετασχηματισμό με $C^2 = 1$, δηλαδή ο μετασχηματισμός είναι μοναδιαίος και ερμιτιανός. Πιστεύουμε πως αυτός ο μετασχηματισμός αφήνει αναλλοίωτες τις ισχυρές και τις H-M αλληλεπιδράσεις αλλά

όχι τις ασθενείς. Ορίζονται τιμές του τελεστή C για τα διάφορα σωματίδια, αυτές αντιστοιχούν σε ιδιοκαταστάσεις του τελεστή.

Πίνακας 5-3

Ποσότητα	T	P
$\vec{r}$	$-\vec{r}$	$-\vec{r}$
$\vec{p}$	$-\vec{p}$	$-\vec{p}$ (πολικό)
$\vec{J}$ (σπιν)	$-\vec{J}$	$\vec{J}$ (αξονικό, $\vec{r} \times \vec{p}$)
$\vec{E}$	$\vec{E}$	$-\vec{E}$ ($= -\partial V / \partial \vec{r}$)
$\vec{B}$	$-\vec{B}$	$\vec{B}$ (όπως το ρεύμα $\vec{J}$)
$\vec{J} \cdot \vec{B}$	$\vec{J} \cdot \vec{B}$	$\vec{J} \cdot \vec{B}$ (μαγνητικό δίπολο, ροπή)
$\vec{J} \cdot \vec{E}$	$-\vec{J} \cdot \vec{E}$	$\vec{J} \cdot \vec{E}$ (ηλεκτρικό δίπολο, ροπή)
$\vec{J} \cdot \vec{p}$	$\vec{J} \cdot \vec{p}$	$-\vec{J} \cdot \vec{p}$ (διαμήκης πόλωση)
$\vec{J} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)$	$-\vec{J} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)$	$\vec{J} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)$ (εγκάρσια πόλωση)

Αυτό μπορεί να γίνει για ουδέτερα σωματίδια και για ζεύγη σωματιδίου-αντισωματιδίου. Είναι ευνόητο ότι η συζυγία φορτίου οδηγεί σε πολλαπλασιαστικό κβαντικό αριθμό. Τα σωματίδια ή ακτίνες, γ (φωτόνια) έχουν $C_\gamma = -1$. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό ακόμη και κλασικά αν σκεφτούμε ότι το διανυσματικό (ηλεκτρομαγνητικό) δυναμικό $\vec{A}$ που περιγράφει το φωτόνιο (το ηλεκτρομαγνητικό κύμα) είναι ανάλογο του φορτίου, που αλλάζει πρόσημο υπό την επίδραση του μετασχηματισμού C . Επομένως το C_γ πρέπει να είναι -1. Επειδή $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (ηλεκτρομαγνητική διαδικασία) το $C_{\pi^0} = +1$. Δεν έχει βρεθεί διάσπαση του ουδέτερου πιονίου σε 3γ που α έδειχνε παραβίαση του C κατά την H-M διαδικασία, αφού τα φωτόνια αντιδρούν μόνο H-M. Η παραβίαση της C παρατηρείται στη διάσπαση β και φαίνεται στο Σχήμα 5-2. Μόνο οι καταστάσεις (a) και (d) απαντούν στη φύση. Αυτό είναι ένδειξη ότι η CP διατηρείται. Τα $\vec{p}$ δηλώνουν τις ορμές των $\nu, \bar{\nu}$ της διάσπασης β και $\vec{J}$ τα σπιν των $\nu, \bar{\nu}$.



Σχήμα 5-2

γ) Αντιστροφή χρόνου

Αντιστροφή χρόνου σημαίνει μεταβολή του χρόνου t σε $-t$, ενώ η θέση $\vec{r}$ δεν μεταβάλλεται. Ο μετασχηματισμός και ο αντίστοιχος τελεστής παριστάνεται με το σύμβολο T . Προφανώς με αυτό το μετασχηματισμό έχουμε τις μεταβολές,

$$\vec{p} \xrightarrow{T} -\vec{p}, \vec{L} \xrightarrow{T} -\vec{L}. \text{ Η τελευταία σχέση ισχύει και για το σπιν, } \vec{S} \xrightarrow{T} -\vec{S}.$$

Οι νόμοι της κλασικής φυσικής όπως ο νόμος κίνησης του Νεύτωνα είναι δεύτερης τάξης διαφορικές εξισώσεις ως προς το χρόνο, οπότε η αντιστροφή του χρόνου τους αφήνει αναλλοίωτους. Στην περίπτωση της κβαντομηχανικής αν ορίσουμε τη δράση του τελεστή με τη σχέση, $T\Psi(t) = \Psi(-t)$, τότε η εξίσωση Σρέντιγκερ $i\hbar \frac{d\Psi(t)}{dt} = H\Psi(t)$ γίνεται,

$$-i\hbar \frac{d\Psi(t')}{dt'} = H\Psi(t'), \text{ όπου } t' = -t. \text{ Βλέπουμε ότι η εξίσωση Σρέντιγκερ δεν}$$

ικανοποιείται από την $\Psi(t') = \Psi(-t)$. Ο Wigner έδωσε το σωστό μετασχηματισμό για αυτή την περίπτωση, ώστε να ικανοποιείται η εξίσωση, συγκεκριμένα έδωσε τον ορισμό, $T\Psi(t) = \Psi^*(-t)$. Επειδή ο H είναι ερμιτιανός, εύκολα συνάγεται ότι,

$$i\hbar \frac{d\Psi^*(-t)}{d(-t)} = H\Psi^*(-t) \text{ επομένως } i\hbar \frac{d\Psi^*(t')}{dt'} = H\Psi^*(t'), \text{ όπου } t' = -t. \text{ Όταν}$$

αναφερόμαστε σε αντιστροφή χρόνου, όπως και στην περίπτωση της κλασικής φυσικής, μπορούμε να θεωρήσουμε αντί για χρόνο που εξελίσσεται ανάποδα, αλλαγή στην κίνηση, δηλαδή, $T|\vec{p}, \vec{L}\rangle = |-\vec{p}, -\vec{L}\rangle$. Υπάρχει πρόβλημα με τον μετασχηματισμό T που δεν υπήρχε με τους P, C . Οι τελευταίοι ήταν γραμμικοί μοναδιαίοι μετασχηματισμοί ενώ ο T είναι αντιμοναδιαίος (antiunitary) και γι' αυτό όχι γραμμικός. Συγκεκριμένα, $T(c_1\Psi_1 + c_2\Psi_2) = c_1^*T\Psi_1 + c_2^*T\Psi_2$ (αντιγραμμικός, antilinear). Έτσι δε μπορεί να βρεθούν ιδιοκαταστάσεις του T παρόλο που μετατίθεται με τον H . Δε μπορούμε λοιπόν να ελέγξουμε το αναλλοίωτο ως προς την αντιστροφή του χρόνου ελέγχοντας αν μια κατάσταση καθορισμένου κβαντικού αριθμού του χρόνου πάει ή όχι σε άλλη κατάσταση με καθορισμένο τέτοιο καντικό αριθμό, διότι δεν ορίζεται τέτοιος αριθμός. Όμως υπάρχουν άλλοι τρόποι ελέγχου όπως η ισότητα μεταξύ των πιθανοτήτων μετάπτωσης για μια αντίδραση και της αντίστροφής της, αυτή είναι η αρχή της detailed balance. Δηλαδή ελέγχομε αν οι παρακάτω αντιδράσεις έχουν ίδιες πιθανότητες.

$A + B \rightarrow C + D, C + D \rightarrow A + B$. Τέτοιοι έλεγχοι μέχρι τώρα έχουν δώσει ότι το αναλλοίωτο στην αντιστροφή του χρόνου για τις τρεις αλληλεπιδράσεις, ισχυρές, H-M και ασθενείς ισχύει με προσέγγιση της τάξης $1/100$ με $1/1000$, όχι πολύ καλές προσεγγίσεις. Στα επόμενα θα δούμε μια παραβίαση του αναλλοίωτου ως προς T στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις η οποία δεν στηρίζεται σε πείραμα σαν αυτό που αναφέραμε προηγουμένως. Ο Πίνακας 5-3 πως μετασχηματίζονται κλασικά κάποια συνήθη μεγέθη, υπό την επίδραση των T και P . Ένα στοιχειώδες σωματίδιο δε μπορεί να έχει ηλεκτρική διπολική ροπή, εφόσον η αλληλεπίδραση του σωματιδίου με H-M πεδίο πρέπει να είναι αναλλοίωτη υπό την επίδραση των μετασχηματισμών T και P . Πράγματι, όπως φαίνεται στον Πίνακα 5-3 η ηλεκτρική διπολική ροπή εξαρτάται μόνο από το σπιν του σωματιδίου διότι είναι στοιχειώδες με την έννοια ότι μόνο το σπιν καθορίζει μια προεξάρχουσα κατεύθυνση από όπου μπορεί να καθοριστεί η ηλεκτρική διπολική ροπή. Αν το σωματίδιο είναι σύνθετο υπάρχουν και άλλοι κβαντικοί αριθμοί και γι' αυτό υπάρχει τέτοια ροπή, π.χ., σε μόρια. Επομένως, η ροπή που θα εξαρτάται από το $\vec{J} \cdot \vec{E}$ μετασχηματίζεται από τους μετασχηματισμούς T και P σε $-\vec{J} \cdot \vec{E}$ επομένως δε μπορεί παρά να είναι μηδέν διότι έτσι θα είναι αναλλοίωτη. Αν παρουσιάζονταν κάποια παραβίαση και είχαμε διπολικές ροπές σε στοιχειώδη σωματίδια, τότε ή θα μπορούσαμε να πούμε ότι τα T και P παραβιάζονται στις H-M αλληλεπιδράσεις ή ότι τα σωματίδια δεν είναι στοιχειώδη και χρειάζονται και άλλους κβαντικούς αριθμούς.

Για πολλές θεωρίες πεδίων ισχύει ότι και αν ακόμη παραβιάζονται τα επιμέρους C, P, T , θα πρέπει να ισχύει το αναλλοίωτο ως προς τη συνδυασμένη δράση CPT ανεξάρτητα από τη σειρά που εφαρμόζονται. Αυτό είναι το θεώρημα CPT . Η παραβίαση του T που αναφέραμε έχει ουσιαστικά να κάνει με παραβίαση του CP και επειδή CPT δεν πρέπει να παραβιάζεται έπεται ότι πρέπει να παραβιάζεται το T . Συνέπεια αυτού του θεωρήματος είναι ότι τα σωματίδια με ακέραιο σπιν πρέπει να ακολουθούν στατιστική Bose-Einstein και αυτά με ημιακέραιο, στατιστική Fermi-Dirac.

Το θεώρημα *CPT* προβλέπει ότι οι χρόνοι διάσπασης σωματιδίων και των αντισωματιδίων τους πρέπει να είναι ίδιοι καθώς οι μάζες τους, επίσης και οι μαγνητικές ροπές τους κατά μέτρο. Ο Πίνακας 5-4 δείχνει μέχρι πιο βαθμό τα πειραματικά αποτελέσματα ενισχύουν αυτό το θεώρημα.

Έχει γίνει μεγάλες προσπάθειες να προσδιοριστεί η διπολική ροπή του νετρονίου η οποία εμφανίζεται να είναι μηδέν μέσα στα πειραματικά σφάλματα. Θεωρίες ενοποιημένων πεδίων προβλέπουν μια συγκεκριμένη διπολική ροπή, τα πειράματα όλο και τελειοποιούνται για να τη μετρήσουν αξιόπιστα και να μπορέσουν να επιβεβαιώσουν ή διαψεύσουν τις διάφορες θεωρίες.

6. Η διάσπαση των σωματιδίων K^0

Πριν μιλήσουμε για τη διάσπαση των K^0 , είναι σκόπιμο να αναφερθούμε στο πρόβλημα των δύο καταστάσεων της κβαντικής μηχανικής. Στο Σχήμα 6-1^α έχουμε δύο πηγάδια δυναμικού που δεν επικοινωνούν (στα σύνορά τους τα δυναμικά τους πάνε στο άπειρο). Αν η χαμιλτονιανή του συστήματος είναι H_0 και οι στάσιμες καταστάσεις για τα δυο πηγάδια είναι αντίστοιχα $|L\rangle$ και $|R\rangle$ τότε,

$H_0|L\rangle = E_0|L\rangle$, $H_0|R\rangle = E_0|R\rangle$ E_0 είναι η ιδιοτιμή (ιδιοενέργεια) του H_0 , ίδια και για τα δυο πηγάδια δυναμικού. Υποθέτουμε ότι μόνο οι καταστάσεις $|L\rangle$ και $|R\rangle$ παίζουν ρόλο για την περίπτωση μας ενώ όλες οι άλλες έχουν τόσο μεγάλες ενέργειες που τις παραλείπουμε. Ας θεωρήσουμε τώρα τη διαταραχή H_{int} η οποία χαμηλώνει το φραγμό δυναμικού μεταξύ των δυο πηγιδιών και δημιουργεί μεταπτώσεις μεταξύ των δύο καταστάσεων, τότε θα έχουμε για τις στάσιμες καταστάσεις του συστήματος (Σχήμα 6-1b),

$$H|\Psi\rangle = (H_0 + H_{\text{int}})|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$$

Είναι γνωστό πως μπορούμε να βρούμε τις ιδιοκαταστάσεις και ιδιοτιμές του H όταν οι αρχικές καταστάσεις χωρίς τη διαταραχή είναι εκφυλισμένες. Παρατηρούμε ότι υπάρχει συμμετρία ως προς τον τελεστή της ομοτιμίας, P ,

$$[H, P] = [H_0 + H_{\text{int}}, P] = 0, \quad P|L\rangle = |R\rangle, \quad P|R\rangle = |L\rangle$$

Αν φτιάξουμε τους συμμετρικούς (ως προς P) συνδυασμούς και αντισυμμετρικούς συνδυασμούς των $|L\rangle$ και $|R\rangle$, αυτοί οι συνδυασμοί είναι κοινές ιδιοσυναρτήσεις των

$$H, P. \quad |s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle + |R\rangle), \quad |a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle - |R\rangle), \quad \text{η πρώτη κατάσταση είναι}$$

συμμετρική (symmetric) και η δεύτερη αντισυμμετρική (antisymmetric),

$P|s\rangle = +|s\rangle$, $P|a\rangle = -|a\rangle$. Επίσης ισχύει, $\langle a|H|s\rangle = 0$, οπότε μπορούμε να εφαρμόζουμε τις γνωστές σχέσεις της θεωρίας διαταραχών για να βρούμε τις ενέργειες κ.τλ. Η ενέργεια E' (Σχήμα 6-1b) δίνεται από τη σχέση,

$$\langle L|H_{\text{int}}|L\rangle = \langle R|H_{\text{int}}|R\rangle = E' \text{ και } \langle L|H_{\text{int}}|R\rangle = \langle R|H_{\text{int}}|L\rangle = \Delta E$$

$$\langle s|H_{\text{int}}|s\rangle = E' + \Delta E, \langle a|H_{\text{int}}|a\rangle = E' - \Delta E$$

Αν το σωματίδιο τοποθετηθεί στο αριστερό πηγάδι δυναμικού τη στιγμή $t = 0$ τότε σύμφωνα με τις πιο πάνω σχέσεις η κατάσταση περιγράφεται από,

$$|\Psi(0)\rangle = |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|s\rangle + |a\rangle\}. \text{ Αυτή η κατάσταση δεν έχει καθορισμένη ομοτιμία και δεν}$$

είναι ιδιοκατάσταση του H . Μπορούμε να προσδιορίσουμε σε χρόνο t την $\Psi(t)$ από

$$\text{την εξίσωση Schroedinger, } i\hbar \frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = (H_0 + H_{\text{int}})|\Psi(t)\rangle, \text{ ισχύει}$$

$$|\Psi(t)\rangle = \alpha(t)|L\rangle + \beta(t)|R\rangle. |\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2 = 1$$

Τελικά βρίσκουμε,

$$i\hbar \dot{\alpha}(t) = (E_0 + E')\alpha(t) + \Delta E \beta(t)$$

$$i\hbar \dot{\beta}(t) = \Delta E \alpha(t) + (E_0 + E')\beta(t)$$

Θεωρούμε ότι $\alpha(0) = 1$ και $\beta(0) = 0$ οπότε $|\Psi(0)\rangle = |L\rangle$, βρίσκουμε,

$$|\Psi(t)\rangle = e^{[-i(E_0 + E')t/\hbar]} \left\{ \cos\left(\Delta E \frac{t}{\hbar}\right) |L\rangle - i \sin\left(\Delta E \frac{t}{\hbar}\right) |R\rangle \right\}$$

Η πιθανότητα να βρεθεί το σωματίδιο στο πηγάδι R τη στιγμή t , ενώ τη στιγμή $t = 0$ ήταν στο πηγάδι L , δίνεται από το τετράγωνο της απόλυτης τιμής του συντελεστή του $|R\rangle$ στην τελευταία σχέση για το $\Psi(t)$. Δηλαδή,

$$(\text{πιθανότητα στο } R) = \sin^2\left(\Delta E \frac{t}{\hbar}\right)$$

Το σωματίδιο ταλαντεύεται στα δυο πηγάδια με συχνότητα $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \langle L|H_{\text{int}}|R\rangle \frac{1}{\hbar}$

Τώρα επιστρέφουμε στο θέμα που μας ενδιαφέρει, των σωματιδίων K^0 . Όπως φαίνεται στον Πίνακα 5-2 το K^0 έχει παραδοξότητα $S = +1$ και το αντισωματίδιό του $\bar{K}^0$ $S = -1$.

Αυτά μπορεί να παραχθούν από τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις,

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$$

$$S: \quad 0 \quad 0 \quad -1 \quad +1$$

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + K^0 + p$$

$$S: \quad 0 \quad 0 \quad +1 \quad -1 \quad 0$$

Τα παραπάνω καόνια μπορούν να διασπαστούν μόνο ασθενικά (άρα παραβιάζεται η S). Αυτό γίνεται διότι είναι τα ελαφρύτερα παράδοξα σωματίδια . Διασπώνται σε δύο ή τρία CP πιόνια. Σημειώνουμε ότι ο μόνος διαφορετικός κβαντικός αριθμός που έχουν είναι η παραδοξότητα και , φυσικά, η προβολή I_z του ισοτοπικού σπιν που εδώ δεν μας ενδιαφέρει. Μπορούμε να φανταστούμε ότι το ένα μπορεί να μετατραπεί στο άλλο μέσω ενδιάμεσων εικονικών (virtual) καταστάσεων από 2π ή 3π .

$$\begin{array}{ccc} & 2\pi & \\ K^0 & & \bar{K}^0 \\ & 3\pi & \end{array} \quad (\Delta S = 0)$$

Αυτό δεν συμβαίνει σε άλλα παράδοξα σωματίδια ή επειδή είναι αρκετά βαριά και υπάρχουν άλλοι τρόποι διάσπασης με ισχυρές αλληλεπιδράσεις ή διότι το απαγορεύει άλλος νόμος διατήρησης, μια που διαφέρουν , εν γένει, κατά περισσότερους κβαντικούς αριθμούς από ότι τα K^0 και $\bar{K}^0$. Το Λ δεν μπορεί να πάει στο $\bar{\Lambda}$ διότι το S θα αλλάξει από $+1$ σε -1 και ο βαρυονικός αριθμός B από $+1$ σε -1 , όμως πρέπει $\Delta B = 0$.

Σε αυτήν εδώ την περίπτωση το ρόλο της διαταραχής H_{int} που είδαμε στο πρόβλημα των δυο πηγαδιών, τον παίζει η ασθενής αλληλεπίδραση μεταξύ των $K^0, \bar{K}^0$. Έτσι έχουμε ανάμειξη των δυο καταστάσεων $K^0, \bar{K}^0$.

Αν υποθέσουμε ότι ο συνδυασμός CP δεν παραβιάζεται τότε το ρόλο του P στο σύστημα $K^0, \bar{K}^0$ τον παίζει ο συνδυασμός CP . Δηλαδή ισχύει,
 $[H, CP] = [H_s + H_w, CP] = 0$, H_s = ισχυρή αλληλεπίδραση, H_w = ασθενής αλληλεπίδραση.
 $CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$, $CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$. Από τους πίνακες στο τέλος του βιβλίου βλέπουμε ότι , $P|K^0\rangle = -|K^0\rangle$, $P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$. Γράφομε λοιπόν για τις ιδιοσυναρτήσεις του συνδυασμού CP και H ,

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle\}, |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle\}$$

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle, CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle$$

Ιδιοκαταστάσεις του συνδυασμού CP είναι οι καταστάσεις $|K_1^0\rangle, |K_2^0\rangle$. Ενώ οι καταστάσεις $|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle$ δεν είναι ιδιοκαταστάσεις του CP .

Επειδή το σύστημα 2π έχει $CP = +1$ και αυτό των 3π έχει $CP = -1$ οι καταστάσεις

$|K_1^0\rangle$ και $|K_2^0\rangle$ διασπώνται με διαφορετικούς τρόπους, $K_1^0 \rightarrow 2\pi, K_2^0 \rightarrow 3\pi$ (για την κατώτατη ενέργεια). Τα K^0 και $\bar{K}^0$ διασπώνται και σε 2π και σε 3π διότι δεν είναι ιδιοκαταστάσεις του CP . Οι μάζες των K_1^0, K_2^0 είναι διαφορετικές και ισχύει

$\frac{\Delta m}{m} \approx 10^{-14}$. Τα $K^0, \bar{K}^0$ δεν είναι ιδιοκαταστάσεις της ενέργειας (μάζας), δεν έχουν συγκεκριμένη μάζα, ακόμη και αν αγνοηθεί η διάσπασή τους, οι μάζες τους είναι αυτές των K_1^0, K_2^0 . Η ενέργεια για να γίνει η διάσπαση στο κανάλι με 2π είναι 220 MeV και για το κανάλι σε 3π είναι 90 MeV . Η μεγάλη διαφορά τους κάνουν επίσης τους χρόνους διάσπασης πολύ διαφορετικούς, του K_1^0 είναι $T_1 = 0,87 \times 10^{-10} \text{ s}$, του K_2^0 είναι $T_2 = 0,53 \times 10^{-7} \text{ s}$. Αν ξεκινήσουμε με δέσμη μόνο με K^0 (που, για παράδειγμα, προέρχονται από την αντίδραση $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$) μετά από κάποιο χρόνο πολύ μεγαλύτερο από T_1 , περιμένουμε ότι θα υπάρχει μόνο η κατάσταση K_2^0 . Τότε θα μπορεί να βρεθούν στη δέσμη $\bar{K}^0$. Το τελευταίο μπορεί να ελεγχθεί με χρήση της αντίδρασης, $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$. Αν λάβουμε υπόψη όσα είπαμε για τα πηγάδια δυναμικού και το γεγονός των δύο διασπάσεων σε 2π και 3π , καθώς και ότι $|\Psi(0)\rangle = |K^0\rangle_{t=0}$ τότε, παραλείποντας τις κινητικές ενέργειες που τις θεωρούμε πολύ μικρότερες από τις μάζες των σωματιδίων, έχουμε,

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|K_1^0\rangle e^{-im_1 t - \frac{t}{2T_1}} + \frac{1}{\sqrt{2}}|K_2^0\rangle e^{-im_2 t - \frac{t}{2T_2}}$$

Έστω ότι τη στιγμή $t = 0$ ξεκινούμε με δέσμη σωματιδίων K^0 , τη στιγμή t α έχουμε ένταση δέσμης σωματιδίων $\bar{K}^0$ ίση με,

$$I = \left| \langle \bar{K}^0 | \Psi(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left[e^{-t/T_1} + e^{-t/T_2} - 2e^{-\frac{t}{2T_1} - \frac{t}{2T_2}} \cos(\Delta m t) \right], \Delta m = |m_2 - m_1|$$

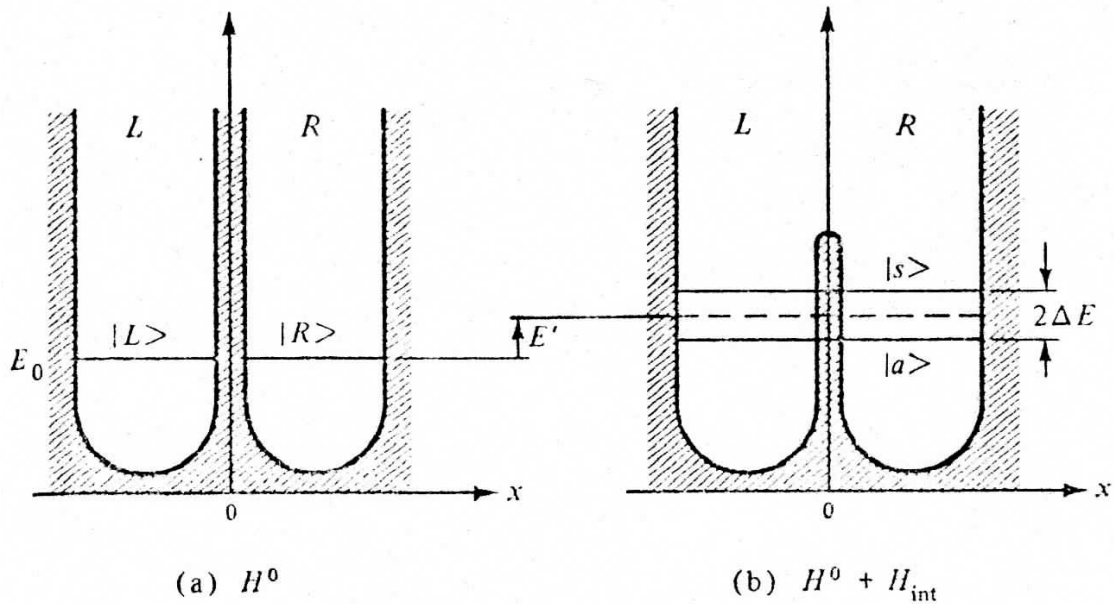
Η ένταση δέσμης για τα K^0 είναι,

$$I = \left| \langle \bar{K}^0 | \Psi(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left[e^{-t/T_1} + e^{-t/T_2} + 2e^{-\frac{t}{2T_1} - \frac{t}{2T_2}} \cos(\Delta m t) \right]$$

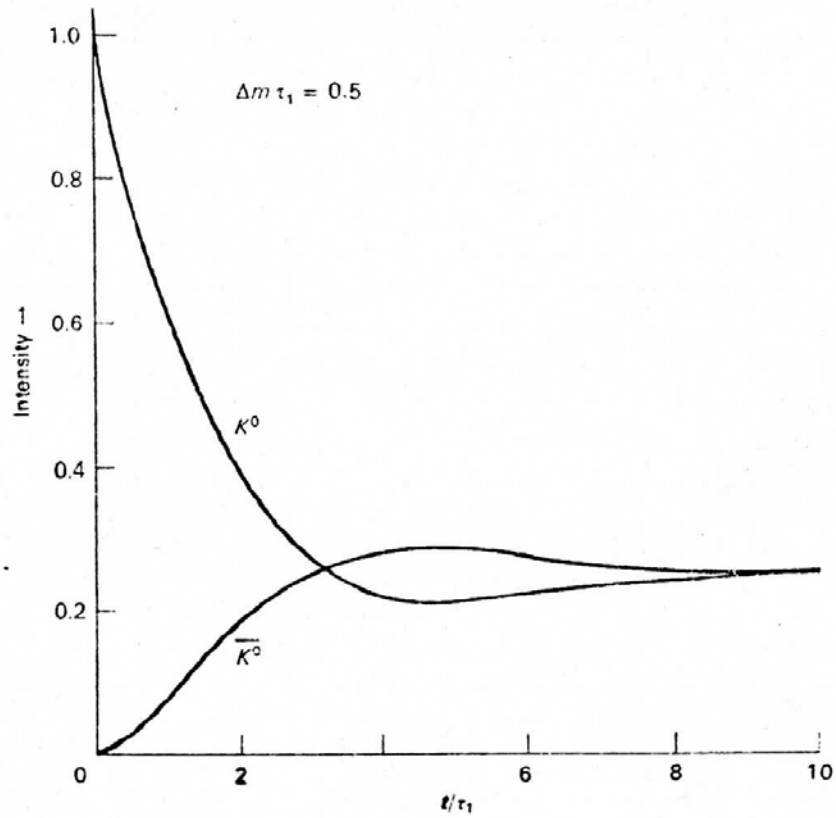
Παρατηρείται ταλάντωση των εντάσεων με συχνότητα που εξαρτάται από το Δm .
Πειράματα μέτρησης των ταλαντώσεων έδωσαν την τιμή $\Delta m / m \approx 10^{-14}$, Σχήμα 6-2.

Αναγέννηση των K^0

Αν ξεκινήσουμε με δέσμη K^0 μετά από πολύ χρόνο, για παράδειγμα ίσο με 100 χρόνους μέσης ζωής του K_1^0 θα έχουμε μόνο την κατάσταση K_2^0 . Αν η δέσμη πέσει σε κάποιο υλικό τότε τα K^0 και $\bar{K}^0$ αντιδρούν διαφορετικά (έχουν άλλη παραδοξότητα) με ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Συγκεκριμένα, τα $\bar{K}^0$ απορροφούνται περισσότερο.



Σχήμα 6-1



Σχήμα 6-2

Ας ξεκινήσουμε με δέσμη K_2 , πριν την είσοδο στο υλικό έχουμε,

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \text{ μετά την αλληλεπίδραση με το υλικό η δέσμη θα περιγράφεται}$$

από,

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(f|K^0\rangle - \bar{f}|\bar{K}^0\rangle) = \frac{1}{2}(f + \bar{f})|K_2\rangle + (f - \bar{f})|K_1\rangle, \quad \bar{f} < f < 1$$

Δηλαδή, έχουμε εμφάνιση της συνιστώσας K_1^0 .

Παραβίαση της CP στη διάσπαση του K^0

Το 1964 η εικόνα που δώσαμε για τη διάσπαση του K^0 μέσω των ιδιοκαταστάσεων K_1^0, K_2^0 του CP , άλλαξε διότι παρατηρήθηκε ότι η μακρόβια συνιστώσα του K^0 μπορούσε να διασπαστεί σε $\pi^+\pi^-$ κατά ποσοστό περίπου 1/1000. Αντί να χρησιμοποιούνται οι καταστάσεις K_1^0, K_2^0 με $CP = +1$ και -1 αντιστοίχως, άρχισαν να χρησιμοποιούνται οι έννοιες των K_S (sort, βραχύβια συνιστώσα) και K_L (long, μακρόβια συνιστώσα). Τα σημαντικά συμπεράσματα που αναφέραμε στα προηγούμενα δεν αλλάζουν, μόνο μερικές σχέσεις γίνονται πιο πολύπλοκες για να περιγράψουν τα K_S και K_L . Συνήθως ο βαθμός της παραβίασης του CP δίνεται από τη σχέση,

$$|\eta_{\pm}| = \frac{K_L \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_S \rightarrow \pi^+\pi^-} \approx (1,90 \pm 0,05) \times 10^{-3}$$

Η κατάσταση K_S αποτελείται κυρίως από τη συνιστώσα με $CP = +1$ μαζί με μικρό ποσό από τη συνιστώσα με $CP = -1$. Το αντίθετο συμβαίνει για την κατάσταση K_L . Για να εξηγήσουν την παρατήρηση ότι $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, πριν δεχτούν την παραβίαση της CP , εξέτασαν διάφορες δυνατές λύσεις.

α) Υπέθεσαν ότι το φαινόμενο οφείλεται σε κάποιο γαλακτικό (από τον Γαλαξία) φαινόμενο μεγάλης εμβέλειας ένεκα του οποίου η δυναμική ενέργεια των $K^0, \bar{K}^0$ είναι διαφορετική. Έτσι, ως αποτέλεσμα αυτού του πεδίου, οι καταστάσεις K_S και K_L είναι επαλληλία ιδιοκαταστάσεων CP σε περιοχές του διαστήματος όπου η ύλη είναι περισσότερη από την αντιύλη. Ως αποτέλεσμα, οι υπολογισμοί δείχνουν ότι ο ρυθμός διάσπασης του K_L σε 2π πρέπει να είναι ανάλογος προς το $\left[\left(1 - v^2 / c^2 \right)^{-1/2} \right]^{2J}$, όπου J είναι το σπιν του κβάντου του πεδίου. Αν το πεδίο θεωρηθεί διανυσματικό τότε $J = 1$. v είναι ταχύτητα του K_L σχετικά με το πεδίο, ουσιαστικά ως προς το εργαστήριο. Έγιναν πειράματα με διαφορετικές ταχύτητες των K_L και αυτή η εξήγηση αποκλείστηκε διότι δεν παρατηρήθηκε εξάρτηση από την ταχύτητα στη διάσπαση σε 2π .

β) Επειδή το επιχείρημα ότι $CP = +1$ για το σύστημα $\pi^+\pi^-$ εξαρτάται από το γεγονός που τα $\pi^+\pi^-$ ακολουθούν στατιστική Bose-Einstein, σκέφτηκαν μήπως τα πόνια δεν ακολουθούν πάντα τέτοια στατιστική. Όμως παρατηρήθηκε η διάσπαση $K_L \rightarrow 2\pi^0$ και σε αυτή την περίπτωση $CP = +1$ για το σύστημα $2\pi^0$ διότι τα σωματίδια είναι ίδια και χωρίς σπιν, αυτό είναι ανεξάρτητο από τη στατιστική που ακολουθούν, επομένως και αυτό το δεύτερο επιχείρημα καταρρέει.

γ) Υπέθεσαν ότι η ιδιοσυνάρτηση του CP , η K_2 , διασπάται σε K_1 συν σωματίδιο που δεν ανιχνεύονταν και που θα έπρεπε να έχει μάζα μικρότερη από τη διαφορά των

μαζών των K_L, K_S και $CP = -1$. Δηλαδή $K_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ + κάποιο σωματίδιο. Όμως παρατηρήθηκαν φαινόμενα συμβολής μεταξύ των K_1^0 και K_2^0 τα οποία δε μπορούν να εξηγηθούν παρά μόνο αν και οι δύο καταστάσεις K_1^0 και K_2^0 οδηγούν σε $\pi^+ \pi^-$ χωρίς άλλα σωματίδια.

Τελικά έγινε δεκτό ότι μάλλον η CP παραβιάζεται και μετρήθηκαν και άλλες ποσότητες που εξαρτώνται από αυτή την παραβίαση.

Οι διασπάσεις $K_L \rightarrow e^+ \nu \pi^-$ (ή σε $\mu^+ \nu \pi^-$) και $K_L \rightarrow e^- \nu \pi^+$ (ή σε $\mu^- \nu \pi^+$) μπορούν να μετασχηματιστούν η μία στην άλλη υπό τη δράση του γινομένου CP , χωρίς τα συστήματα των τελικών καταστάσεων να είναι ιδιοσυναρτήσεις του CP . Ουσιαστικά αν δεχτούμε CP αναλλοίωτο τότε επιτρεπόμενες διασπάσεις είναι οι, $K^0 \rightarrow e^+ \nu \pi^-$ και $\bar{K}^0 \rightarrow e^- \bar{\nu} \pi^+$. Αν υπάρχει CP παραβίαση, τότε πρέπει να υπάρχει ασυμμετρία φορτίου. Πράγματι έχει μετρηθεί ότι,

$$\frac{(K_L \rightarrow e^+ \nu \pi^-) - (K_L \rightarrow e^- \bar{\nu} \pi^+)}{(K_L \rightarrow e^+ \nu \pi^-) + (K_L \rightarrow e^- \bar{\nu} \pi^+)} \approx 2 \times 10^{-3}$$

Πριν την παρατήρηση της παραβίασης της συμμετρίας CP δεν υπήρχε καλά καθορισμένος τρόπος ξεχωρισμού ύλης από την αντιύλη καθώς και αριστεροστροφίας από δεξιόστροφία. Πυρήνες ^{60}Co κατά τη διάσπασή τους εκπέμπουν (αρνητικά) αριστερόστροφα ηλεκτρόνια κατά ασύμμετρο τρόπο. Αν στείλουμε αυτή την πληροφορία σε ένα λογικό ον που βρίσκεται κάπου μακριά στο διάστημα, δεν θα μας είναι δυνατόν να εξηγήσουμε τι εννοούμε με τον όρο αριστερόστροφο εκτός εάν μπορούμε να ορίσουμε τι εννοούμε με τον όρο αρνητικό και θετικό φορτίο ή κοβάλτιο 60 και αντικοβάλτιο 60. Η παραβίαση του CP δίνει τη δυνατότητα ενός τέτοιου ορισμού, συγκεκριμένα, θετικό φορτίο είναι το φορτίο εκείνου του λεπτονίου που εκπέμπεται από εκείνη τη διάσπαση του K_L η οποία είναι η συχνότερη, $(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu) / (K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}) > 1$. Αυτό το λεπτόνιο έχει το ίδιο ή αντίθετο φορτίο όπως οι πυρήνες ύλης ή αντιύλης, σε αυτή την περιοχή του διαστήματος όπου βρίσκεται η Γη στην οποία ζούμε και υπάρχει κυριαρχία ποσοτήτων ύλης και όχι αντιύλης.

7. Πειράματα φυσικής σωματιδίων

Παρατήρηση αντιπρωτονίων

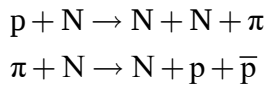
Η επέκταση της θεωρίας του Dirac στην περίπτωση των πρωτονίων οδήγησε στην πρόβλεψη ύπαρξης αντιπρωτονίων πριν την ανακάλυψή τους. Αυτή η θεωρία προέβλεπε

για το πρωτόνιο μαγνητική διπολική ροπή, $\mu_p = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 1 \text{ n.m.}$, όπου n.m. είναι η

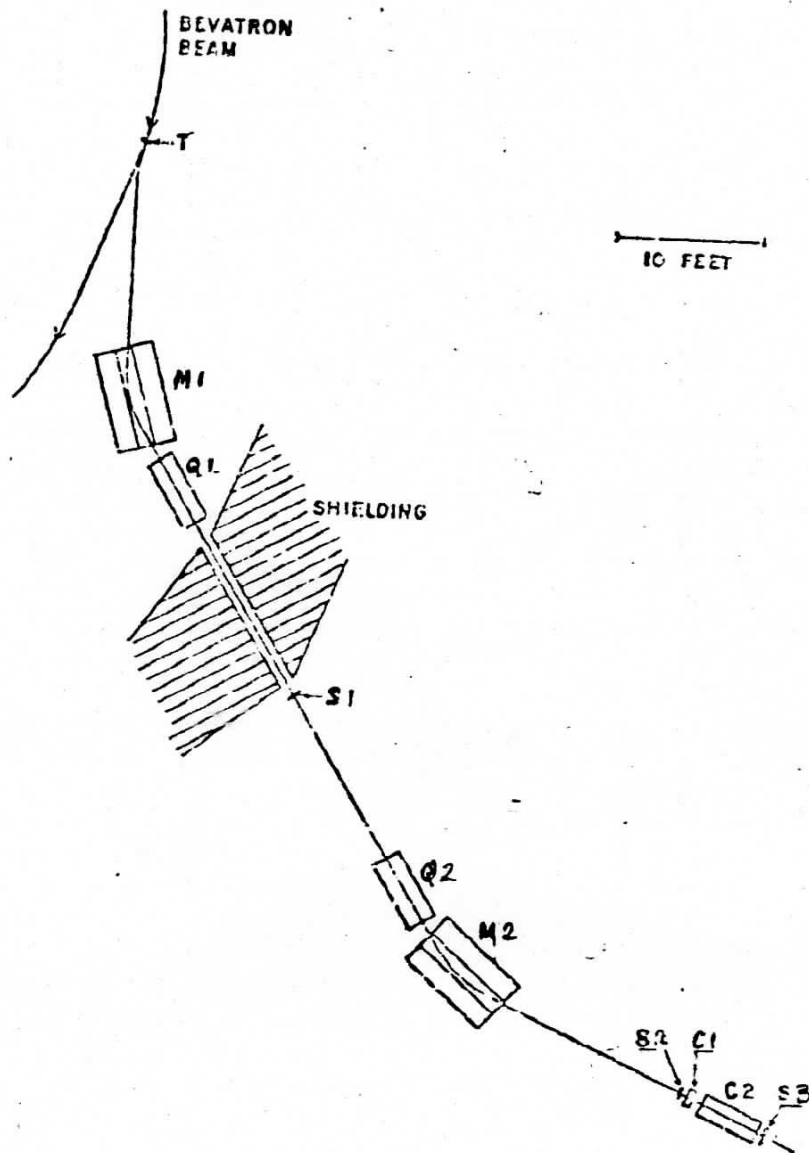
μονάδα της μαγνητικής διπολικής ροπής, nuclear magneton, πυρηνική μαγνητόνη. Όμως η μέτρηση για το πρωτόνιο έδωσε $\mu_p \approx +2,79 \text{ n.m.}$ Επίσης πρόβλεψε για το νετρόνιο $\mu_n = 0$, αλλά η πειραματική τιμή είναι $\mu_n = -1,91 \text{ n.m.}$ Έτσι δε μπορούσε κανείς να βασίζεται στην πρόβλεψη της παραπάνω θεωρίας και έπρεπε οπωσδήποτε να γίνει πείραμα για να διαπιστωθεί ή όχι η ύπαρξη αντιπρωτονίων, $\bar{p}$.

Το μπέβατρον (bevatron) που ήταν το πρώτο πρωτοσύγχροτρον του Berkeley, σχεδιάστηκε έτσι που να μπορεί να απαντηθεί το ερώτημα για την ύπαρξη αντιπρωτονίων. Ο απλούστερος τρόπος παραγωγής των (έτσι που να διατηρούνται οι διάφοροι κβαντικοί αριθμοί) είναι η αντίδραση, $p + N \rightarrow p + N + p + \bar{p}$ όπου N σημαίνει νουκλεόνιο, δηλαδή πρωτόνιο ή νετρόνιο, είναι ο ακίνητος στόχος. Η κινητική ενέργεια πρωτονίου (βλήματος) που χρειάζεται για να παραχθούν αντιπρωτόνια από αυτή την αντίδραση είναι τουλάχιστον 5,6 GeV (threshold energy, ενέργεια κατωφλίου),.

Η κινητική ενέργεια των πρωτονίων του Berkeley ήταν μικρότερη, δηλαδή ήταν 5,5 GeV. Ως στόχος χρησιμοποιήθηκε χαλκός. Τα νουκλεόνια του στόχου έχουν κινητική ενέργεια (ενέργεια Fermi) της τάξης των 25 MeV, έτσι μπορούμε να δείξουμε ότι η ενέργεια κατωφλίου (της δέσμης) είναι 4,3 GeV. Αν επιχειρηθεί παραγωγή $\bar{p}$ σε δύο βήματα, δηλαδή,



τότε το κατώφλι είναι ακόμη χαμηλότερο (χωρίς την κίνηση Fermi είναι 4,1 GeV). Το πείραμα έγινε για να παραχθούν και ανιχνευτούν τα αντιπρωτόνια. Ήταν βασισμένο στον προσδιορισμό της μάζας αρνητικών σωματιδίων που προέρχονταν από το στόχο T, βλέπε Σχήμα 7-1. Για να γίνει αυτό χρειαζότανε μέτρηση της ορμής των σωματιδίων και της ταχύτητάς τους. Επειδή υπήρχαν πολλά πόνια και το «σήμα» των αντιπρωτονίων ήταν πολύ μικρό ήταν αναγκαίο να μετρηθεί η ταχύτητα με πολλούς τρόπους. Βρέθηκαν περίπου 60 αντιπρωτόνια στο πρώτο πείραμα. Η δέσμη πρωτονίων χτυπά ένα στόχο, T, χαλκού (Cu). Παράγονταν αρνητικά σωματίδια στην πρόσω κατεύθυνση με ορμή $1,19 \text{ GeV}/c$, η τροχιά που ακολουθούν φαίνεται στο Σχήμα 7-1. Τα σωματίδια που τελικά φτάνουν στον ανιχνευτή – σπινθηριστή S_2 έχουν όλα την ίδια ορμή με προσέγγιση $\pm 2\%$. Σωματίδια με μάζα ίση με του πρωτονίου και με ορμή $1,19 \text{ GeV}/c$ όταν χτυπούν τον S_2 έχουν $v/c = \beta = 0,78$. Αν ληφθεί υπόψη

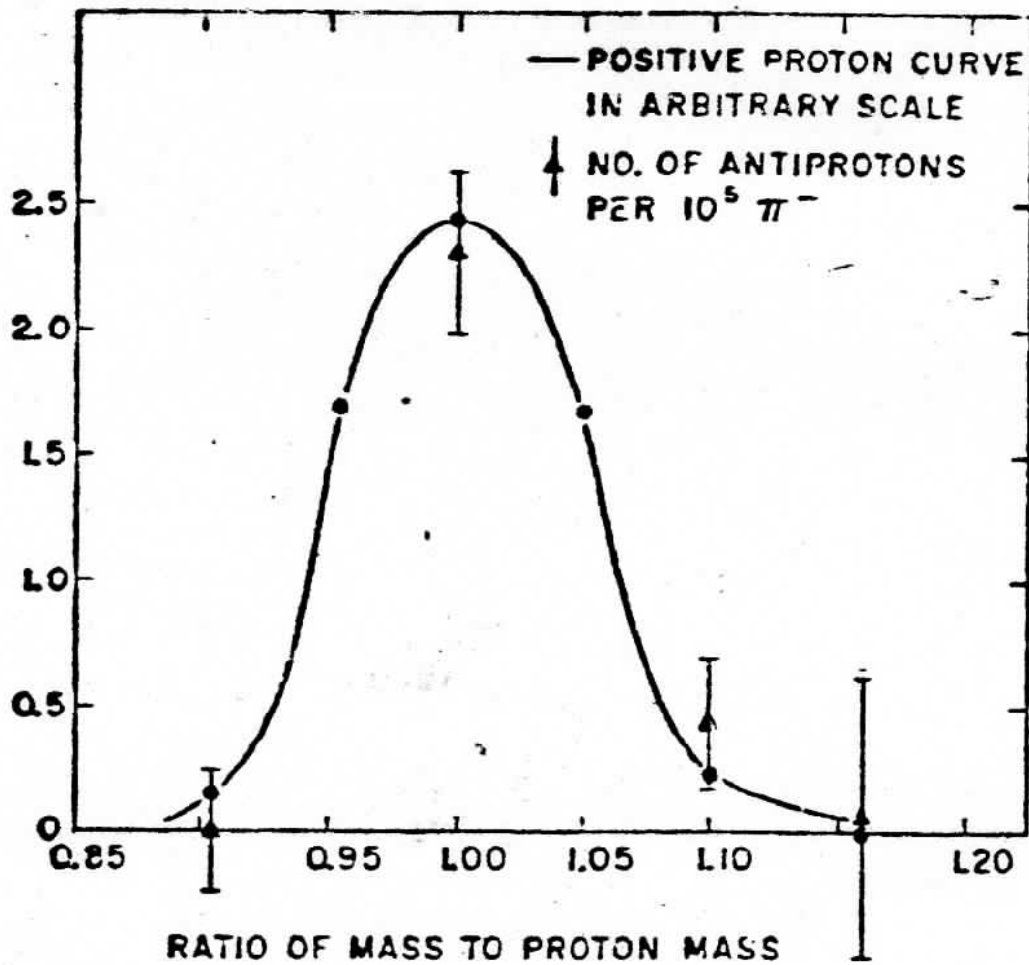


- S1, S2** Plastic scintillator counter: 2.25 in. diameter by 0.62 in. thick.
C1 Čerenkov counter of fluorochemical 0-75, $(\text{CsF}_{16}\text{O})$; $\mu_D = 1.276$; $\rho = 1.76 \text{ g cm}^{-3}$. Diameter 3 in.; thickness 2 in.
C2 Čerenkov counter of fused quartz; $\mu_D = 1.458$; $\rho = 2.2 \text{ g cm}^{-3}$. Diameter 2.35 in.; length 2.5 in.
Q1, Q2 Quadrupole focusing magnets. Focal length 119 in.; aperture: 4 in.
M1, M2 Deflecting magnets 60 in. long. Aperture 12 in. by 4 in. $B \approx 13\,700$ gauss.

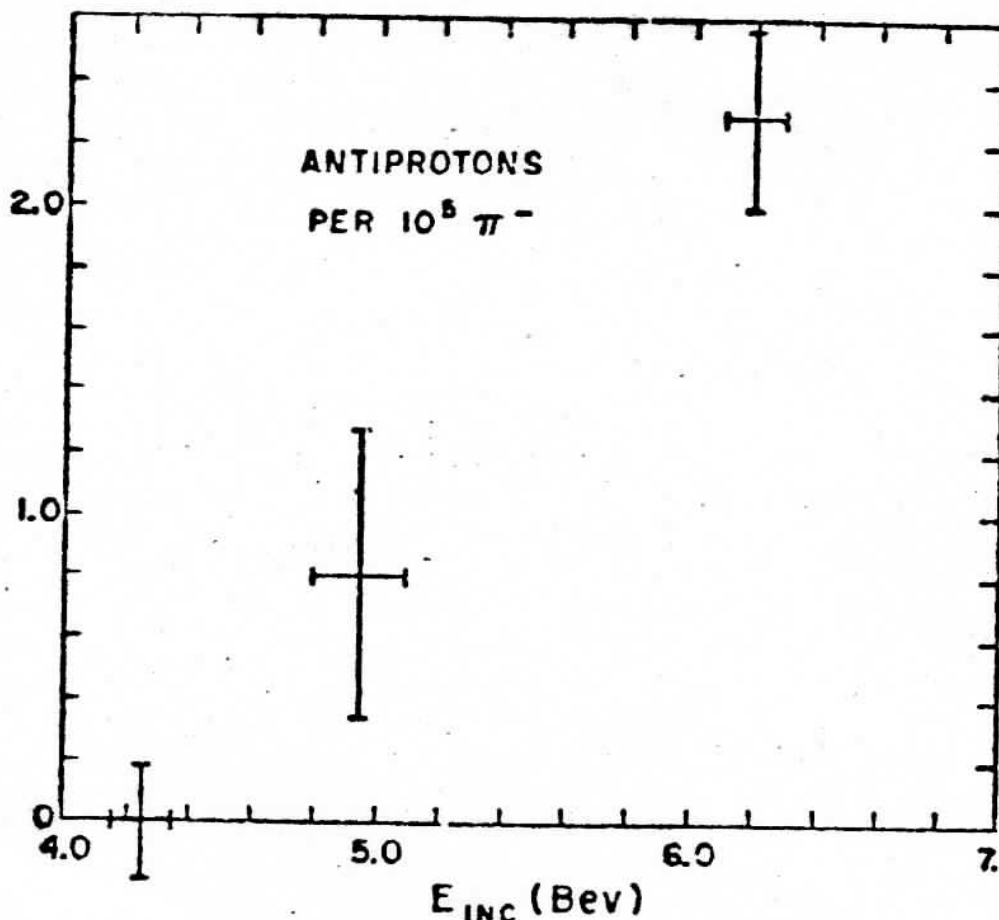
Σχήμα 7-1

το χάσιμο ενέργειας ένεκα ιονισμού καθώς το σωματίδιο διέρχεται από τους ανιχνευτές S_2, S_1 και C_2 , η μέση ταχύτητά του ελαττώνεται έτσι που $\beta = 0,765$. Ο τσερένκοβ C_1 ανιχνεύει τα σωματίδια με $\beta > 0,79$. Ο C_2 ανιχνεύει σωματίδια με τέτοιες ταχύτητες ώστε $0,75 < \beta < 0,78$. Δηλαδή ο C_2 προσδιορίζει την ταχύτητα και αυτός ήταν ο ένας τρόπος μέτρησής της. Η ταχύτητα προσδιορίζεται και με τη μέτρηση του χρόνου που παίρνει στο σωματίδιο να διατρέξει την απόσταση μεταξύ των ανιχνευτών σπινθηρισμών S_1 και S_2 , η οποία είναι 40 ft (πόδια, δηλαδή 12,192 m). Τα πιόνια ορμής 1,19 GeV / c κάνουν χρόνο 40 ns ($\beta = 0,99$) για να διανύσουν αυτή την απόσταση, ενώ τα πρωτόνια κάνουν 51 ns ($\beta = 0,78$). Αναφέραμε προηγουμένως ότι τα αντιπρωτόνια είναι πολύ λίγα ενώ τα π^- πάρα πολλά, το πρόβλημα ήταν πώς να ξεχωρίσουν όσο το δυνατόν πιο αποτελεσματικά. Για αυτό το σκοπό οι μετρητές S_1, S_2, C_2 και S_3 έπρεπε να μετρούν σε 10^{-5} σύμπτωση (coincidence). Σύμπτωση των S_1 και S_2 σημαίνει ότι ένα σωματίδιο ορμής 1,19 GeV / c πέρασε από το σύστημα και διέτρεξε την απόσταση σε περίπου 51 ns. Ζητώντας να είναι σε σύμπτωση ο C_2 ισοδυναμεί με την απαίτηση να ισχύει, $0,75 < \beta < 0,78$. Η σύμπτωση με τον S_3 χρειάζεται ώστε να εξασφαλίζεται πως το σωματίδιο πέρασε το υλικό του τσερένκοβ C_2 χωρίς να σκεδαστεί σε μεγάλη γωνία και επομένως πέρασε από τον C_2 κατά μήκος του άξονά του. Ο ανιχνευτής C_1 μετρούσε σωματίδια με $\beta > 0,79$ και είχε σκοπό να προφυλάσσει τη συσκευή από τυχαίες συμπτώσεις της μορφής που περιγράψαμε. Αν κάτι δίνει παλμό στον C_1 αυτό σημαίνει ότι ήταν πιόνιο και πρέπει το γεγονός να αγνοηθεί ανεξάρτητα αν υπήρχε σύμπτωση όλων των προηγούμενων ανιχνευτών. Οι παλμοί από τους S_1, S_2 και C_1 φαίνονταν σε παλμογράφο και φωτογραφίζονταν. Έγινε ένας γενικός έλεγχος της διάταξης με το να αντιστραφούν τα μαγνητικά πεδία των M_1, M_2, Q_1, Q_2 και να ανιχνευτούν πρωτόνια που έχουν αντίθετο φορτίο από τα αντιπρωτόνια. Ένας επιπλέον έλεγχος έγινε με το να γίνει ρύθμιση του συστήματος για σωματίδια διαφόρων μαζών στην περιοχή της μάζας του πρωτονίου. Αλλάζοντας τις τιμές των μαγνητικών πεδίων των M_1, M_2, Q_1, Q_2 έκαναν επιλογή σωματιδίων με διαφορετική ορμή. Η επιλογή όσον αφορά στην ταχύτητα ήταν η ίδια. Η δοκιμή έγινε για αρνητικά και για θετικά σωματίδια. Το αποτέλεσμα φαίνεται στο Σχήμα 7-2. Παρατηρούμε (όπως και στο Σχήμα 7-3) ότι ο λόγος των $\bar{p}$ προς π^- είναι της τάξης του 10^{-5} . Αυτό το αποτέλεσμα του Σχήματος 7-2 θεωρείται ένα από τα πιο σπουδαία για την εξασφάλιση της αξιοπιστίας των παρατηρήσεων του πειράματος που περιγράφομε. Αν υπήρχε υπόστρωμα (υπόβαθρο) αναμένεται να υπήρχε για κάθε μάζα που θα ρυθμιζονταν η συσκευή. Η μάζα των νέων σωματιδίων εμφανίζεται να είναι κοντά στη μάζα των πρωτονίων με ακρίβεια 5 %. Το Σχήμα 7-3 δείχνει τη λεγόμενη καμπύλη διέγερσης, δηλαδή την παραγωγή αντιπρωτονίων σχετικά με την παραγωγή πιονίων. Ας σημειωθεί ότι το κατώφλι παραγωγής πιονίων είναι πολύ μακριά, προς την

περιοχή των μικρών ενεργειών, από το κατώφλι παραγωγής αντιπρωτονίων και έτσι η απόλυτη καμπύλη διέγερσης για παραγωγή πιονίων θα είναι πιο κοντά σε ευθεία παράλληλη με τον άξονα της ενέργειας, E_{INC} στο Σχήμα 7-3, από ότι η απόλυτη καμπύλη διέγερσης για παραγωγή αντιπρωτονίων.



Σχήμα 7-2



Σχήμα 7-3

Πριν τελειώσουμε πρέπει να αναφέρουμε μερικές αιτίες που θα μπορούσαν να εξηγήσουν τα πειραματικά αποτελέσματα χωρίς να υπάρχουν αντιπρωτόνια και πως αντιμετωπίστηκαν .

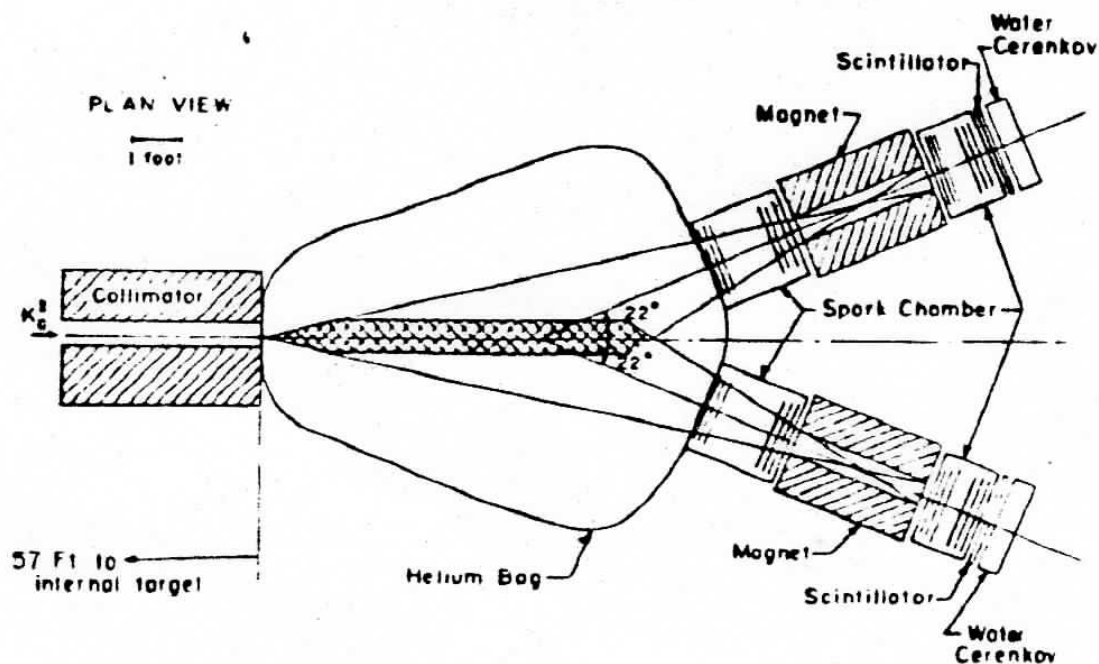
α) Θα μπορούσαν αρνητικά ιόντα Η να θεωρηθούν κατά λάθος σαν αντιπρωτόνια. Είναι όμως εξαιρετικά απίθανο να περάσει τέτοιο ιόν μέσα από όλη τη διάταξη χωρίς να χάσει τα ηλεκτρόνιά του, η τροχιά παντού περνούσε μέσα από αέριο υπό ατμοσφαιρική πίεση.

β) Κανένα από τα γνωστά μεσόνια ή υπερόνια δεν είχαν την κατάλληλη μάζα για να εξηγηθούν οι παρατηρήσεις αυτού του πειράματος. Φυσικά, δεν αποκλείονταν η ύπαρξη άγνωστων σωματιδίων μέχρι τότε, με μάζες κοντά σε αυτήν του πρωτονίου. Οι παρατηρήσεις του ύψους των παλμών των S_1 και S_2 έδιναν πληροφορίες για το φορτίο των σωματιδίων και δεν μπορούσαν παρά να είχαν φορτία ίσα και αντίθετα με του πρωτονίου.

Έγινε ένα πείραμα μετά από αυτό που περιγράψαμε το οποίο χρησιμοποίησε την ίδια συσκευή του Σχήματος 7-1 με μόνη τη διαφορά ότι πίσω από τον σπινθηριστή S_3 προστέθηκε ένας ανιχνευτής τσερένκοβ με υλικό από leadglass (μολυβδύαλο). Ένας τέτοιος μετρητής μπορεί να μετρήσει την ενέργεια ακτίνων γ . Με αυτό το μετρητή μετρήθηκαν ενέργειες μεγαλύτερες από 1 GeV. Αυτό σημαίνει ότι μερικά αντιπρωτόνια εξαϋλώθηκαν μέσα στον μετρητή και έδωσαν φορτισμένα και ουδέτερα πιόνια. Τα ουδέτερα πιόνια δίνουν κατά τη διάσπασή τους σωματίδια γ που μπορούν να εναποθέσουν την ενέργειά τους στον μετρητή και να μετρηθούν. Η ενέργεια των ουδέτερων πιονίων που μετρήθηκε ήταν μεγαλύτερη από την κινητική ενέργεια των αρνητικών πρωτονίων πράγμα που δείχνει ότι τα τελευταία εξαϋλώθηκαν με νουκλεόνια όπως αναμένονταν.

Ένδειξη για διάσπαση του K_2^0 σε 2π

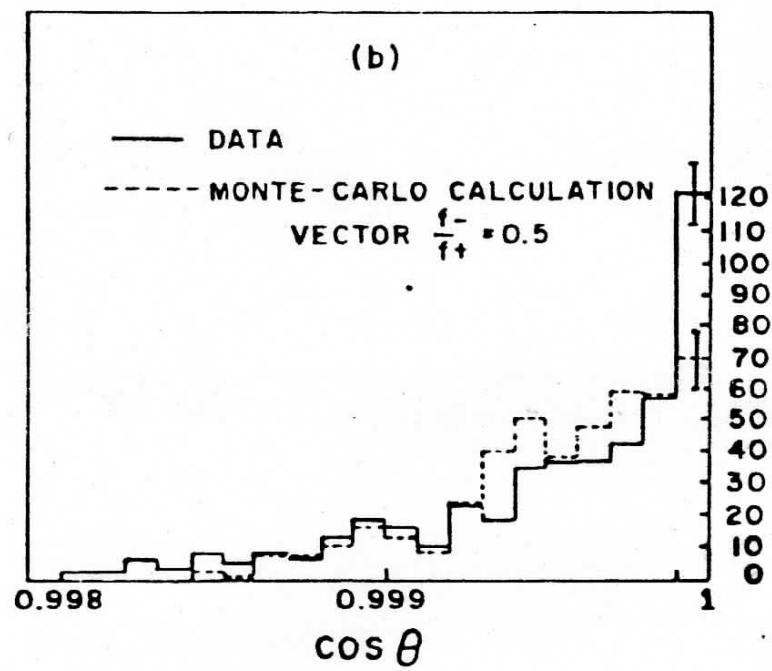
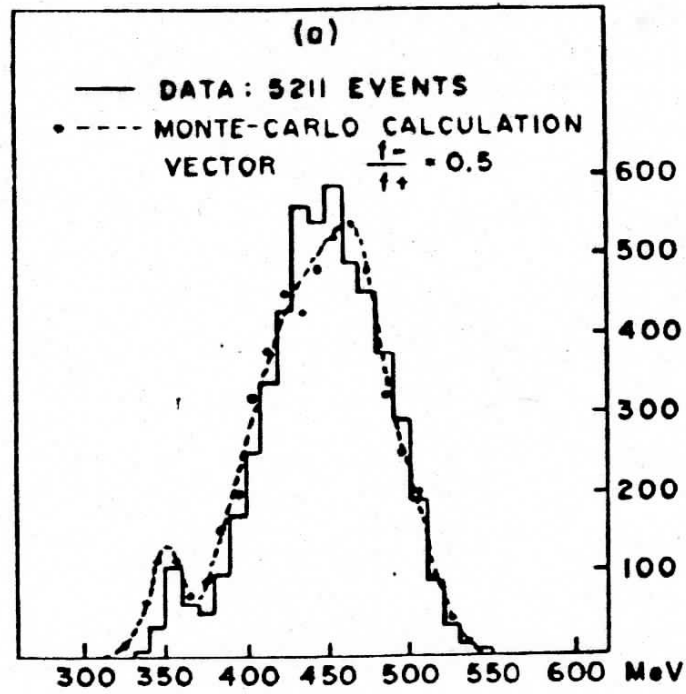
Προηγούμενα πειράματα είχαν δώσει ένα πάνω όριο ίσο με $1/300$ για το κλάσμα των K_2^0 που διασπώνται σε δύο φορτισμένα πιόνια. Σε αυτό εδώ το πείραμα τα K_2^0 παράγονταν στο εργαστήριο Brookhaven στις ΗΠΑ στον επιταχυντή πρωτονίων AGS (Alternating Gradient Synchrotron, Σύγχροτρον Εναλλασσόμενης Βαθμίδας). Χρησιμοποιήθηκε εσωτερικός στόχος από Be (βηρύλλιο) που βομαρδίζονταν με πρωτόνια 30 GeV. Σε κατεύθυνση 30° ως προς τα περιφερόμενα πρωτόνια του επιταχυντή είχε τοποθετηθεί ένας κατευθυντήρας (collimator) δέσμης σωματιδίων με διαστάσεις (άνοιγμα) $1\frac{1}{2}\text{ in} \times 1\frac{1}{2}\text{ in} \times 48\text{ in}$ σε μια μέση απόσταση από το στόχο 14,5 ft. Θυμίζουμε ότι (μια ίντσα) $1\text{ in} = 2,54\text{ cm}$ και (ένα πόδι) $1\text{ ft} = 30,48\text{ cm}$. Ακολουθούσε ένας ηλεκτρομαγνήτης $512\text{ kG} \times \text{in}$ σε απόσταση περίπου 20 ft για να διώχνει τα φορτισμένα σωματίδια από τη δέσμη. Στα 55 ft υπήρχε άλλος ένας κατευθυντήρας με άνοιγμα $6\text{ in} \times 6\text{ in} \times 48\text{ in}$. Μπροστά από τον πρώτο κατευθυντήρα υπήρχε μολύβι (Pb) $1\frac{1}{2}\text{ in}$ για να μειώνει τον αριθμό των γ στη δέσμη. Το Σχήμα 7-4 δείχνει την πειραματική διάταξη μαζί με τον δεύτερο κατευθυντήρα.



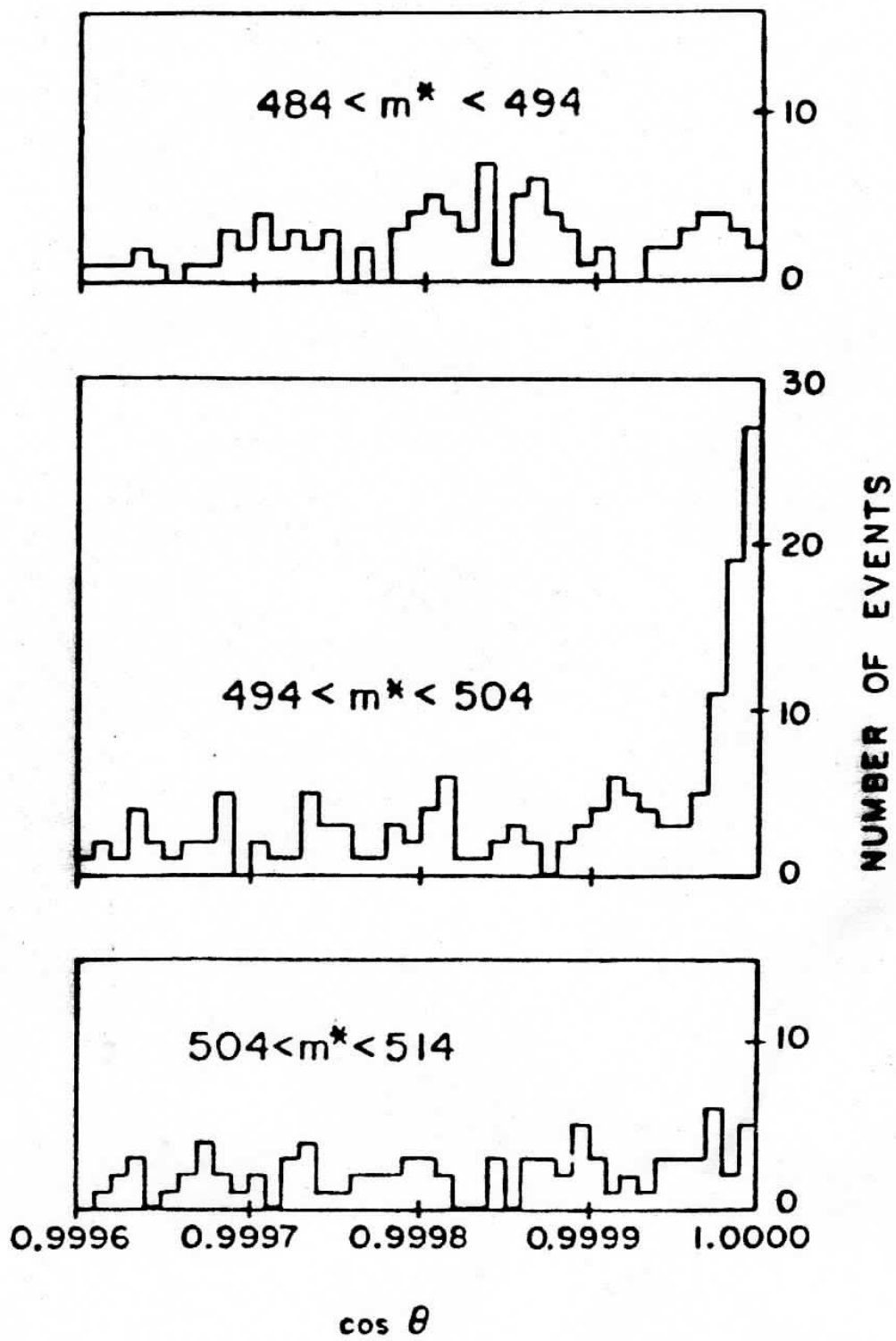
Σχήμα 7-4

Για να ανιχνευτούν τα προϊόντα της διάσπασης του K_2^0 , χρησιμοποιήθηκαν δύο βραχίονες με θαλάμους σπινθήρων, ηλεκτρομαγνήτες, μετρητές σπινθηρισμών και τσερένκοβ νερού. Το ήλιο χρησιμοποιείται για να αποφεύγονται, κατά το δυνατόν, ανεπιθύμητες αλληλεπιδράσεις. Η μέση στερεά γωνία (σε στερεακτίνια) που «έβλεπε» ο κάθε βραχίονας ήταν $0,7 \times 10^{-2}$ sr. Οι θάλαμοι σπινθήρων διεγείρονταν όταν υπήρχε σύμπτωση μεταξύ των ανιχνευτών σπινθηρισμών και του τσερένκοβ. Οι θάλαμοι σπινθήρων δίνουν τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων πριν και μετά τον μαγνήτη. Από την απόκλιση (καμπύλωση) βρίσκει κανείς την ορμή του σωματιδίου. Είναι προφανές ότι αφού η συσκευή βρίσκεται πολύ μακριά από το στόχο υπάρχουν μόνο K_2^0 , τα K_1^0 έχουν διασπαστεί κατά μεγάλο ποσοστό πολύ πριν, η απόσταση αντιστοιχούσε σε 300 φορές το μέσο μήκος διάσπασης του K_1^0 , για την ορμή που βρέθηκε ότι είχαν τα K^0 . Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των αποτελεσμάτων λογάριζε την αναλλοίωτη μάζα m^* των δύο παρατηρούμενων φορτισμένων σωματιδίων, υποθέτοντας ότι είχαν μάζες ίσες με των φορτισμένων πονίων. Αν κανείς αναλύσει γεγονότα μόντε κάρλο (monte carlo) που δίνουν δυο φορτισμένα σωματίδια στους δυο βραχίονες και που οφείλονται στη διάσπαση $K_2^0 \rightarrow \pi \pi$ τότε οδηγείται σε κατανομή

μαζών m^* από $280 \text{ MeV}/c^2$ μέχρι $536 \text{ MeV}/c^2$. Η διάσπαση $K_2^0 \rightarrow \pi\mu\pi$ οδηγεί σε μάζες μεταξύ $280 \text{ MeV}/c^2$ και $516 \text{ MeV}/c^2$. Η αντίδραση $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ οδηγεί σε μάζες μεταξύ $280 \text{ MeV}/c^2$ και $363 \text{ MeV}/c^2$. Δηλαδή η μάζα m^* δεν δείχνει προτίμηση να είναι κοντά στη μάζα του K^0 αν οι διασπάσεις σε τρία σωματίδια αναλυθούν σαν διασπάσεις σε δύο σωματίδια. Το πρόγραμμα λογάριαζε επίσης το διανυσματικό άθροισμα των ορμών των δύο φορτισμένων σωματιδίων και εύρισκε τη γωνία μεταξύ της κατεύθυνσής του και της κατεύθυνσης της δέσμης των K_2^0 . Αν υπήρχε διάσπαση σε δύο σωματίδια αυτή η γωνία θα έπρεπε να είναι μηδέν και στη γενική περίπτωση διάφορη από μηδέν για τη διάσπαση σε τρία σωματίδια. Έγινε και μια πολύ χρήσιμη βαθμονόμηση της συσκευής. Τοποθετήθηκε υλικό στη δέσμη και έγινε αναγέννηση των K_1^0 . Η διάσπασή τους σε $\pi^+\pi^-$ χρησιμοποιήθηκε για να βρεθεί η ορμή των K_2^0 , που είναι ίδια με αυτή των K_1^0 αφού τα τελευταία προήλθαν από αναγέννηση των πρώτων, χωρίς απόκλιση. Η ορμή των K_1^0 ήταν προς την πρόσω κατεύθυνση με σταθερή απόκλιση, $(3,4 \pm 0,3) \text{ mrad}$ (μιλιράντ). Η κατανομή μαζών ήταν γκαουσιανής μορφής με μέση τιμή μάζας $(498,1 \pm 0,4) \text{ MeV}/c^2$ και σταθερή απόκλιση $(3,6 \pm 0,2) \text{ MeV}/c^2$. Η μέση ορμή ήταν $1100 \text{ MeV}/c$. Το Σχήμα 7-5 a δείχνει την κατανομή των m^* για τις διασπάσεις των K_2^0 η οποία βρέθηκε πειραματικά. Τα δεδομένα του πειράματος συγκρίνονται σε αυτό το σχήμα με τα αποτελέσματα υπολογισμών που στηρίζονται σε κάποια θεωρία και στην απόκριση της συσκευής. Στο Σχήμα 7-5 b δίνεται η κατανομή της μεταβλητής $\cos \theta$ για εκείνα τα γεγονότα που οι μάζες τους βρίσκονται στο διάστημα $(490 - 510) \text{ MeV}/c^2$. Επίσης δίνονται και αποτελέσματα λογαριασμού Monte Carlo που βασίζονται και σε θεωρία όπως αναφέραμε προηγουμένως. Τα γεγονότα με $\cos \theta > 0,9995$ μετρήθηκαν ξανά με



Σχήμα 7-5



Σχήμα 7-6

μηχανή μεγαλύτερης ακρίβειας, δηλαδή οι φωτογραφίες των θαλάμων σπινθήρων, και έγιναν καλύτερα οι υπολογισμοί. Στο Σχήμα 7-6 δείχνονται τα αποτελέσματα. Δείχνονται γωνιακές κατανομές για τρεις περιοχές μαζών. Δηλαδή, για μάζες μεγαλύτερες του K^0 , για μάζες κοντά στο K^0 και για μικρότερες του K^0 . Η μέση τιμή της κατανομής μαζών του τελευταίου σχήματος, με $\cos\theta > 0,999\ 99$, είναι περίπου $(499,1 \pm 0,8) \text{ MeV}/c^2$. Παρατηρούμε ότι κοντά στο $\cos\theta = 1$ ($\theta = 0$), στο Σχήμα 7-6, έχουμε μεγάλη συγκέντρωση γεγονότων. Αυτή η κατανομή έχει μια σταθερή απόκλιση $(4,0 \pm 0,7) \text{ mrad}$. Τα γεγονότα για την περίπτωση με αέριο ήλιο (He), βλέπε Σχήμα 7-4, φαίνεται να είναι όμοια με εκείνα που παρατηρήθηκαν με την αναγέννηση των K_1^0 . Τελικώς, ρήκαν ότι είχαν 45 ± 9 γεγονότα στο μέγιστο που εμφανίζονταν προς τα πρόσω (εμπρός) (Σχήμα 7-6), αφού αφαιρέθηκε το υπόστρωμα από ένα συνολικό διορθωμένο δείγμα 22 700 διασπάσεων K_2^0 .

Στη συνέχεια εξετάστηκαν διάφορες δυνατότητες που θα μπορούσαν να οδηγήσουν σε τέτοια συγκέντρωση γεγονότων προς τα εμπρός όταν γίνεται επιλογή στη μάζα να είναι αυτή του K^0 χωρίς να υπάρχει η διάσπαση $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

α) Αναγέννηση του K_1^0 μέσα στο He. Αυτό είναι πολύ σπάνιο, είναι μικρότερο από αυτό που παρατηρείται κατά 10^6 φορές. Τα τοιχώματα του σάκου με το αέριο He ήταν έξω από τον ευαίσθητο χώρο της συσκευής. Αν υπήρχαν περίεργα πλάτη σκέδασης, πολύ μεγάλα, τότε αυτά θα ήταν πιο έντονα στην περίπτωση που η δέσμη έπεφτε στόχο υγρού υδρογόνου, αντί να ταξιδεύει μέσα στο σάκο He. Έγινε πείραμα με υγρό H_2 και δεν φάνηκε τίποτα τέτοιο. Η χωρική κατανομή των γεγονότων που εμφανίζονται προς τα εμπρός στο Σχήμα 7-6 είναι ίδια με αυτήν των κανονικών διασπάσεων των K_2^0 , γεγονός που αποκλείει την πιθανότητα ότι έγινε αναγέννηση μέσα στον δεύτερο κατευθυντήρα.

β) Αν ληφθεί υπόψη τις διασπάσεις σε τρία σωματίδια $\pi\pi\pi$ και $\pi\mu\pi$, τότε μπορεί να φτιαχτεί ένα φάσμα αναπαράγει τα παρατηρηθέντα αποτελέσματα, μόνο χρειάζεται το νετρίνο να εκπέμπεται μέσα σε ένα διάστημα ενεργειών $\pm 4 \text{ MeV}$ γύρω από τα $(17 \pm 2) \text{ MeV}$ για την περίπτωση της διάσπασης σε $\pi\mu\pi$ και $(39 \pm 2) \text{ MeV}$ για τη διάσπαση σε $\pi\pi\pi$. Εκτός από αυτό χρειάζεται και μια πρόσθετη κατάλληλη γωνιακή συσχέτιση για να παραχθεί το μέγιστο του Σχήματος 7-6. Δεν φαίνεται να υπάρχει ικανοποιητικός μηχανισμός που να δημιουργήσει τέτοιο φάσμα.

γ) Διάσπαση σε $\pi^+\pi^-\gamma$. Σε αυτή την περίπτωση θα έπρεπε η γ να έχει μέση τιμή ενέργειας μικρότερη από 1 MeV ενώ η προσφερόμενη ενέργεια ξεπερνά τα 209 MeV . Δεν είναι δυνατή φυσική διαδικασία που να κάνει κάτι τέτοιο. Το συμπέρασμα λοιπόν είναι ότι τα K_2^0 διασπώνται σε $\pi^+\pi^-$ με

$$R = \frac{(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{(K_2^0 \rightarrow \text{όλα τα κανάλια φορτισμένων σωματιδίων})} = (2,0 \pm 0,4) \times 10^{-3}$$

PHYSICAL AND NUMERICAL CONSTANTS

PHYSICAL CONSTANTS

		Uncert. (ppm)
N_A	$= 6.022\,045(31) \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$	5.1
V_m	$= 22413.83(70) \text{ cm}^3 \text{ mole}^{-1} = \text{molar volume of ideal gas at STP}$	31
c	$= 2.997\,924\,58(1.2) \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$	0.004
e	$= 4.803\,242(14) \times 10^{-10} \text{ esu} = 1.602\,189\,2(46) \times 10^{-19} \text{ coulomb}$	2.9; 2.9
1 MeV	$= 1.602\,189\,2(46) \times 10^{-6} \text{ erg}$	2.9
$\hbar = h/2\pi$	$= 6.582\,173(17) \times 10^{-22} \text{ MeV sec} = 1.054\,588\,7(57) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$	2.6; 5.4
$\hbar c$	$= 1.973\,285\,8(51) \times 10^{-11} \text{ MeV cm} = 197.32858(51) \text{ MeV fermi}$	2.6; 2.6
$(\hbar c)^2$	$= 0.389\,385\,7(20) \text{ GeV}^2 \text{ mb}$	5.2
α	$= e^2/\hbar c = 1/137.03604(11)$	0.82
$k_{\text{Boltzmann}}$	$= 1.380\,662(44) \times 10^{-16} \text{ erg } ^\circ\text{K}^{-1}$	32
	$= 8.61735(28) \times 10^{-11} \text{ MeV } ^\circ\text{K}^{-1} = 1 \text{ eV}/11604.50(36) ^\circ\text{K}$	32; 31
$\sigma_{\text{Stef. Boltz.}}$	$= 5.67032(71) \times 10^{-5} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} ^\circ\text{K}^{-4}$	125
	$= 3.53911(44) \times 10^7 \text{ eV sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} ^\circ\text{K}^{-4}$	125
m_e	$= 0.511\,003\,4(14) \text{ MeV} = 9.109\,534(47) \times 10^{-28} \text{ g}$	2.8; 5.1
m_p	$= 938.2796(27) \text{ MeV} = 1836.15152(70) m_e = 6.722\,795(61) m_{\pi^\pm}$	2.8; 0.38; 9.0
	$= 1.007\,276\,470(11) \text{ amu}$	0.011
1 amu	$= 1/12 m_{^{12}\text{C}} = 931.5016(26) \text{ MeV}$	2.8
m_d	$= 1875.6280(53) \text{ MeV}$	2.8
r_e	$= e^2/m_e c^2 = 2.817\,938\,0(70) \text{ fermi} (1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm})$	2.5
λ_e	$= \hbar/m_e c = r_e \alpha^{-1} = 3.861\,590\,5(64) \times 10^{-11} \text{ cm}$	1.6
$a_{\infty \text{Bohr}}$	$= \hbar^2/m_e e^2 = r_e \alpha^{-2} = 0.529\,177\,06(44) \text{ \AA} (1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm})$	0.82
σ_{Thomson}	$= (8/3)\pi r_e^2 = 0.665\,244\,8(33) \text{ barn} (1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2)$	4.9
μ_{Bohr}	$= e\hbar/2m_e c = 0.578\,837\,85(95) \times 10^{-14} \text{ MeV gauss}^{-1}$	1.6
μ_N	$= e\hbar/2m_p c = 3.152\,451\,5(53) \times 10^{-18} \text{ MeV gauss}^{-1}$	1.7
μ_p/μ_{Bohr}	$= 0.001\,521\,032\,209(16)$	0.011
$1/2\omega_{\text{cyclotron}}^e$	$= e/2m_e c = 8.794\,024(25) \times 10^6 \text{ rad sec}^{-1} \text{ gauss}^{-1}$	2.8
$1/2\omega_{\text{cyclotron}}^p$	$= e/2m_p c = 4.789\,378(14) \times 10^3 \text{ rad sec}^{-1} \text{ gauss}^{-1}$	2.8
Hydrogen-like atom (nonrelativistic, μ = reduced mass):		
	$\left(\frac{v}{c}\right)_{\text{rms}} = \frac{Z\alpha}{n}; E_n = \frac{\mu}{2} v^2 = \frac{\mu}{2} \left(\frac{cZ\alpha}{n}\right)^2; a_n = \frac{n^2 \hbar}{\mu Z c \alpha}$	
$R_\infty = m_e e^4/2\hbar^2 = m_e c^2 \alpha^2/2 = 13.605\,804(36) \text{ eV (Rydberg)}$		2.6
$= m_e c \alpha^2/2h = 109\,737.3177(83) \text{ cm}^{-1}$		0.075
$pc = 0.3 \text{ H}\rho \text{ (MeV, kilogauss, cm)}$		
1 year (sidereal)	$= 365.256 \text{ days} = 3.1558 \times 10^7 \text{ sec} (\approx \pi \times 10^7 \text{ sec})$	
density of dry air	$= 1.204 \text{ mg cm}^{-3} \text{ (at } 20^\circ\text{C, } 760 \text{ mm)}$	
acceleration by gravity	$= 980.62 \text{ cm sec}^{-2} \text{ (sea level, } 45^\circ)$	
gravitational constant	$= 6.6720(41) \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-2}$	.615
1 calorie (thermochemical)	$= 4.184 \text{ joules}$	
1 atmosphere	$= 1.01325 \text{ bar} (1 \text{ bar} = 10^6 \text{ dynes cm}^{-2})$	
1 eV per particle	$= 11604.50(36) ^\circ\text{K} \text{ (from } E = kT)$	.31

NUMERICAL CONSTANTS

π	$= 3.141\,592\,7$	1 rad	$= 57.295\,779\,5 \text{ deg}$	$\sqrt{\pi}$	$= 1.772\,453\,85$
e	$= 2.718\,281\,8$	$1/e$	$= 0.367\,879\,4$	$\sqrt{2}$	$= 1.414\,213\,6$
$\ln 2$	$= 0.693\,147\,2$	$\ln 10$	$= 2.302\,585\,1$	$\sqrt{3}$	$= 1.732\,050\,8$
$\log_{10} 2$	$= 0.301\,030\,0$	$\log_{10} e$	$= 0.434\,294\,5$	$\sqrt{10}$	$= 3.162\,277\,7$

Apr 11 1980

(Closing date for data: Jan. 1, 1980)

For additional parameters, see Addendum to this table.

Quantities in italics have changed by more than one (old) standard deviation since April 1978.

73

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass (MeV) Mass ² (GeV) ²	Mean life (sec) τ (cm)	Partial decay mode	p or Pmax ^c (MeV/c)
STRANGE MESONS ^a					
$K^\pm$	$\frac{1}{2}(0^-)$	493.669 ± 0.015 $m^2 = 0.24371$	1.2371×10^{-8} ± 0.0026 $S = 1.9^*$ $\tau = 370.9$ $(\tau^+ - \tau^-)/\tau =$ $(.11 \pm .09)\%$ (test of CPT) $S = 1.2^*$	$K^+ \rightarrow$ $\mu^+ \nu$ (63.50 $\pm$ 0.16)% $\pi^+ \pi^0$ (21.16 $\pm$ 0.15)% $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (5.59 $\pm$ 0.03)% $S = 1.1^*$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ (1.73 $\pm$ 0.05)% $S = 1.3^*$ $\mu^+ \nu \pi^0$ (3.20 $\pm$ 0.09)% $S = 1.7^*$ $e^+ \nu \pi^0$ (4.82 $\pm$ 0.05)% $S = 1.1^*$ $\mu^+ \nu \gamma$ (5.8 $\pm$ 3.5) $\times 10^{-3}$ $e^+ \nu \pi^0 \pi^0$ (1.8 $\pm$ 0.4) $\times 10^{-5}$ $e^+ \nu \pi^+ \pi^-$ (3.90 $\pm$ 0.15) $\times 10^{-5}$ $e^+ \nu \pi^+ \pi^+$ (<5) $\times 10^{-7}$ $\mu^+ \nu \pi^+ \pi^-$ (0.9 $\pm$ 0.4) $\times 10^{-5}$ $\mu^+ \nu \pi^+ \pi^+$ (<3.0) $\times 10^{-6}$ $e^+ \nu$ (1.54 $\pm$ 0.09) $\times 10^{-5}$ $e^+ \nu \gamma$ (SD+) ^f (1.52 $\pm$ 0.23) $\times 10^{-5}$ $e^+ \nu \gamma$ (SD-) ^f (<1.0) $\times 10^{-4}$ $\pi^+ \pi^0 \gamma$ (2.75 $\pm$ 0.16) $\times 10^{-4}$ $\pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$ (1.0 $\pm$ 0.4) $\times 10^{-4}$ $\mu^+ \nu \pi^0 \gamma$ (<6) $\times 10^{-5}$ $e^+ \nu \pi^0 \gamma$ (3.7 $\pm$ 1.4) $\times 10^{-4}$ $e^+ e^- \pi^+$ (2.6 $\pm$ 0.5) $\times 10^{-7}$ $e^+ e^- \pi^-$ (<1) $\times 10^{-8}$ $\mu^+ \mu^- \pi^+$ (<2.4) $\times 10^{-5}$ $\pi^+ \gamma \gamma$ (<3.5) $\times 10^{-5}$ $\pi^+ \gamma \gamma \gamma$ (<3.0) $\times 10^{-6}$ $\pi^+ \nu \nu$ (<0.6) $\times 10^{-6}$ $\pi^+ \gamma$ (<4) $\times 10^{-6}$ $e^+ \mu^+ \pi^0$ (<7) $\times 10^{-9}$ $e^+ \mu^+ \pi^+$ (<5) $\times 10^{-9}$ $e^+ \nu \nu \nu$ (<6) $\times 10^{-5}$ $\mu^+ \nu \nu$ (<6) $\times 10^{-6}$ $\mu^+ \nu e^+ e^-$ (11) ± 3 $\times 10^{-7}$ $\mu^+ \nu e^+ e^+$ (<2.0) $\times 10^{-8}$ $e^+ \nu e^+ e^-$ (2 ± 1) $\times 10^{-7}$	236 205 125 133 215 228 236 207 203 203 151 151 247 247 247 205 125 215 228 227 227 227 227 227 214 214 247 236 236 247
K^0 $\bar{K}^0$	$\frac{1}{2}(0^-)$	497.67 ± 0.13 $S = 1.1^*$ $m^2 = 0.24768$	50% K _{Short} , 50% K _{Long}		
K_S^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		0.8923×10^{-10} ± 0.0022 $\tau = 2.675$	$\pi^+ \pi^-$ (68.61 $\pm$ 0.24)% $S = 1.1^*$ $\pi^0 \pi^0$ (31.39 $\pm$ 0.24)% $\mu^+ \mu^-$ (<3.2) $\times 10^{-7}$ $e^+ e^-$ (<3.4) $\times 10^{-4}$ $\pi^+ \pi^- \gamma$ (1.85 $\pm$ 0.10) $\times 10^{-3}$ $\gamma \gamma$ (<0.4) $\times 10^{-3}$	206 209 225 249 206 249
K_L^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		5.183×10^{-8} ± 0.040 $\tau = 1554$ $m_{K_L} - m_{K_S} = 0.5349 \times 10^{10} \text{ h sec}^{-1}$ ± 0.0022	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ (21.5 $\pm$ 0.7)% $S = 1.3^*$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (12.39 $\pm$ 0.10)% $S = 1.2^*$ $\pi^+ \mu^+ \nu$ (27.0 $\pm$ 0.5)% $S = 1.1^*$ $\pi^+ e^+ \nu$ (incl. $\nu e \nu \gamma$) (38.8 $\pm$ 0.5)% $S = 1.1^*$ $\pi^0 \nu \gamma$ (1.3 $\pm$ 0.8)% $\pi^+ \pi^-$ (0.203 $\pm$ 0.005)% $\pi^0 \pi^0$ (0.094 $\pm$ 0.018)% $S = 1.5^*$ $\pi^+ \pi^- \gamma$ (6.0 $\pm$ 2.0) $\times 10^{-5}$ $\pi^0 \gamma \gamma$ (<2.4) $\times 10^{-4}$ $\gamma \gamma$ (4.9 $\pm$ 0.5) $\times 10^{-4}$ $e \mu^-$ (<2.0) $\times 10^{-9}$ $\mu^+ \mu^-$ (9.1 $\pm$ 1.9) $\times 10^{-9}$ $\mu^+ \mu^- \gamma$ (<7.8) $\times 10^{-6}$ $\mu^+ \mu^- \pi^0$ (<5.7) $\times 10^{-5}$ $e^+ e^-$ (<2.0) $\times 10^{-9}$ $e^+ e^- \gamma$ (<2.8) $\times 10^{-5}$ $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ (<8.8) $\times 10^{-6}$ $\pi^0 \pi^+ e^+ \nu$ (<2.2) $\times 10^{-3}$	139 133 216 229 229 206 209 206 231 249 238 225 225 177 249 249 206 207
CHARMED MESONS ^a					
$D^\pm$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1868.3 ^f ± 0.9 $m^2 = 3.491$ $m_{D^+} - m_{D^0} = 5.0$ ± 0.8	$(2.5^{+3.5}_{-1.5}) \times 10^{-13}$ $\tau = 0.007$	$D^+ \rightarrow$ $K^+ \text{ anything}$ (10 ± 7) % $\dagger K^+ \pi^+ \pi^+ (\text{incl. } K^+ \pi)$ (3.9 $\pm$ 1.0) % $\dagger K^+ (892)^0 \pi^+$ (seen) % $\dagger K^+ K^+ \pi^+$ (<0.6) % $\dagger K^0 \text{ anything}$ (39 ± 29) % $\dagger K^0 \pi^+$ (1.5 $\pm$ 0.6) % $\dagger K^+ \text{ anything}$ (8.2 $\pm$ 1.2) % $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (<0.31) % $K^+ \text{ anything}$ (6 ± 6) % $K^+ \pi^+ \pi^-$ (<0.20) %	845 456 743 862 908 845
D^0 $\bar{D}^0$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1863.1 ^f ± 0.9 $m^2 = 3.471$ $\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^0 K^+ \pi^-) / \Gamma(D^0 \rightarrow K \pi) < 0.16$	$(3.5^{+3.5}_{-1.5}) \times 10^{-13}$ $\tau = 0.01$	$D^0 \rightarrow$ $K^+ \text{ anything}$ (35 ± 10) % $\dagger K^+ \pi^+$ (1.8 $\pm$ 0.5) % $\dagger K^+ \pi^+ \pi^0$ (12 ± 6) % $\dagger K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (3.5 $\pm$ 0.9) % $\dagger K^0 \text{ anything} + K^0 \text{ any}$ (57 ± 26) % $\dagger K^0 \pi^0 + K^0 \pi^0$ (<6) % $\dagger K^0 \pi^+ \pi^- + K^0 \pi^+ \pi^-$ (4.4 $\pm$ 1.1) % $e^+ \text{ anything}$ (8.2 $\pm$ 1.2) % $\pi^+ \pi^-$ (5.9 $\pm$ 3.2) $\times 10^{-4}$ $K^+ K^-$ (2.0 $\pm$ 0.8) $\times 10^{-3}$	860 843 812 859 841 921 790

Stable Particle Table (cont'd)

Particle	$I^G(J^P)C_n^a$	Mass (MeV) Mass ² (GeV) ²	Mean life (sec) ct (cm)	Partial decay mode Mode	Fraction ^b	p or p _{max} ^c (MeV/c)
NONSTRANGE BARYONS ^a						
p	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	938.2796 ± 0.0027 $m^2 = 0.880369$	stable ($>10^{30}$ y)	stable		
$ q_p - q_e < 10^{-21} q_e ^n$						
n	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	939.5731 ± 0.0027 $m^2 = 0.882798$ $m_p - m_n = 1.29343$ ± 0.00004	917 ± 14 ct = 2.75 $\times 10^{13}$	$p\pi^- \bar{\nu}$ $p\nu \bar{\nu}$ (chg. noncons.)	100 % (< 3) $\times 10^{-19}$	1 1
$ q_n < 10^{-21} q_e ^n$						
STRANGENESS -1 BARYONS ^a						
Λ	$0(\frac{1}{2}^+)$	1115.60 ± 0.05 $S=1.2$ $m^2 = 1.2446$ $m_\Lambda - m_{\pi^0} = -76.86$ ± 0.08	2.632 $\times 10^{-10}$ ± 0.020 S=1.6* ct = 7.89	$p\pi^-$ $n\pi^0$ $n\pi^-$ $p\pi^- \nu$ $p\pi^- \gamma$	(64.2 $\pm$ 0.5)% (35.8 $\pm$ 0.5)% (8.07 $\pm$ 0.28) $\times 10^{-4}$ (1.57 $\pm$ 0.35) $\times 10^{-4}$ (0.85 $\pm$ 0.14) $\times 10^{-3}$	100 104 163 131 100
Σ^+	$1(\frac{1}{2}^+)$	1189.36 ± 0.06 $S=1.8$ $m^2 = 1.4146$ $m_{\Sigma^+} - m_{\pi^+} = -7.98$ ± 0.08 $S=1.2$	0.800 $\times 10^{-10}$ ± 0.004 ct = 2.40	$p\pi^0$ $n\pi^+$ $p\gamma$ $n\pi^+ \gamma$ $\Lambda e^+ \nu$ $\Lambda e^- \nu$ $p e^+ e^-$	(51.64 $\pm$ 0.30)% (48.36 $\pm$ 0.18)% (1.24 $\pm$ 0.18) $\times 10^{-3}$ S=1.4* (0.93 $\pm$ 0.10) $\times 10^{-3}$ (2.02 $\pm$ 0.47) $\times 10^{-5}$ (<3.0) $\times 10^{-5}$ (<0.5) $\times 10^{-5}$ (<7) $\times 10^{-6}$	189 185 225 185 71 202 224 225
Σ^0	$1(\frac{1}{2}^+)$	1192.46 ± 0.08 $m^2 = 1.4220$	5.8 $\times 10^{-20}$ ± 1.3 ct = 1.7 $\times 10^{-9}$	$\Lambda\gamma$ $\Lambda e^+ e^-$ $\Lambda\gamma\gamma$	100 % (5.45) $\times 10^{-3}$ (<3)%	74 74 74
Σ^-	$1(\frac{1}{2}^+)$	1197.34 ± 0.05 $m^2 = 1.4336$ $m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^-} = -4.88$ ± 0.06	1.482 $\times 10^{-10}$ ± 0.011 S=1.3* ct = 4.44	$n\pi^-$ $ne^- \nu$ $n\mu^- \nu$ $\Lambda e^- \nu$ $n\pi^- \gamma$	100 % (1.08 $\pm$ 0.04) $\times 10^{-3}$ (0.45 $\pm$ 0.04) $\times 10^{-3}$ (0.61 $\pm$ 0.05) $\times 10^{-4}$ (4.6 $\pm$ 0.6) $\times 10^{-4}$	193 230 210 79 193
STRANGENESS -2 BARYONS ^a						
Ξ^0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1314.9 ± 0.6 $m^2 = 1.7290$ $m_{\Xi^0} - m_{\Xi^-} = -6.4$ ± 0.6	2.90 $\times 10^{-10}$ ± 0.10 ct = 8.69	$\Lambda\pi^0$ $\Lambda\gamma$ $\Sigma^0 \gamma$ $p\pi^-$ $p\pi^- \nu$ $\Sigma^+ e^- \nu$ $\Sigma^+ \mu^- \nu$ $\Sigma^- e^+ \nu$ $\Sigma^- \mu^+ \nu$ $p\mu^- \nu$	100 % (0.5 $\pm$ 0.5)% (<7)% (<3.6) $\times 10^{-5}$ (<1.3) $\times 10^{-3}$ (<1.1) $\times 10^{-3}$ (<0.9) $\times 10^{-3}$ (<1.1) $\times 10^{-3}$ (<0.9) $\times 10^{-3}$ (<1.3) $\times 10^{-3}$	135 184 117 299 323 120 112 64 49 309
Ξ^-	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1321.32 ± 0.13 $m^2 = 1.7459$	1.641 $\times 10^{-10}$ ± 0.016 ct = 4.92	$\Lambda\pi^-$ $\Lambda e^- \nu$ $\Sigma^0 e^- \nu$ $\Sigma^0 \mu^- \nu$ $n\pi^-$ $ne^- \nu$ $n\mu^- \nu$ $\Sigma^- \gamma$ $p\pi^- \pi^-$ $p\pi^- e^- \nu$ $p\pi^- \mu^- \nu$ $\Sigma^0 e^- \nu$	100 % (2.8 $\pm$ 1.2) $\times 10^{-4}$ (<5) $\times 10^{-4}$ (3.1 $\pm$ 1.2) $\times 10^{-4}$ (<8) $\times 10^{-4}$ (<1.1) $\times 10^{-3}$ (<3.2) $\times 10^{-3}$ (<1.5)% (<1.2) $\times 10^{-3}$ (<4) $\times 10^{-4}$ (<4) $\times 10^{-4}$ (<4) $\times 10^{-4}$ (<2.3) $\times 10^{-3}$	139 190 123 163 70 303 327 118 223 304 250 6
STRANGENESS -3 BARYON ^a						
Ω^-	$0(\frac{1}{2}^+)$	1672.22 ± 0.31 $m^2 = 2.7963$	0.82 $\times 10^{-10}$ ± 0.03 ct = 2.5	ΛK^- $\Xi^0 \pi^-$ $\Xi^- \pi^0$ $\Xi^0 e^- \nu$ $\Xi(1530)^0 \pi^-$ $\Lambda\pi^-$ $\Sigma^- \gamma$	(68.6 $\pm$ 1.3)% (23.4 $\pm$ 1.3)% (8.0 $\pm$ 0.8)% (~1)% (~2) $\times 10^{-3}$ (<1.3) $\times 10^{-3}$ (<3.1) $\times 10^{-3}$	211 293 290 319 15 449 314
NONSTRANGE CHARMED BARYON ^a						
Λ_c^+	$0(\frac{1}{2}^+)$	2273 ± 6 $S=1.6$ $m^2 = 5.17$	$\sim 7 \times 10^{-13}$ ct = 0.02	$\Lambda\pi^+ \pi^+ \pi^-$ $pK^+ \pi^+$ $pK^+(892)^0$ $\Delta(1232)^+ K^-$	(seen) (2.2 $\pm$ 1.0)% (seen) (seen)	798 814 567 700

ADDENDUM TO Stable Particle Table

Magnetic moment e 1.001 159 652 41 $\frac{e\hbar}{2m_e c}$ $\pm 0.000\ 000\ 000\ 20$		μ Decay parameters^a μ 1.001 165 924 $\frac{e\hbar}{2m_\mu c}$ $\pm 0.000\ 000\ 009$ $\rho = 0.752 \pm 0.003$ $\eta = -0.12 \pm 0.21$ $\xi = 0.972 \pm 0.013$ $\delta = 0.755 \pm 0.009$ $h = 1.00 \pm 0.13$ $ g_A/g_V = 0.86^{+0.33}_{-0.11}$ $\phi = 180^\circ \pm 15^\circ$													
η	Mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$	Left-right asymmetry $(0.12 \pm 0.17)\%$ $(0.86 \pm 0.40)\%$	Sextant asymmetry $(0.19 \pm 0.16)\%$	Quadrant asymmetry $(-0.17 \pm 0.17)\%$ $\beta = 0.047 \pm 0.062$											
$K^\pm$	Mode $\mu\nu$ $\pi\pi^0$ $\pi\pi^+ \pi^-$ $\pi\pi^0 \pi^0$ $\pi\pi^0 \nu$ $e\pi^0 \nu$	Partial rate (sec⁻¹) $(51.33 \pm 0.17) \times 10^6$ $S=1.2^*$ $(17.10 \pm 0.13) \times 10^6$ $S=1.1^*$ $(4.52 \pm 0.02) \times 10^6$ $S=1.1^*$ $(1.40 \pm 0.04) \times 10^6$ $S=1.3^*$ $(2.58 \pm 0.07) \times 10^6$ $S=1.7^*$ $(3.90 \pm 0.04) \times 10^6$ $S=1.1^*$	Slope parameters for $K \rightarrow 3\pi^*$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $g = -0.215 \pm 0.004$ $S=1.4^*$ See Data Card Listings for quadratic coefficients. $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $g = -0.217 \pm 0.007$ $S=2.5^*$ $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ $g = 0.607 \pm 0.030$ $S=1.3^*$ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $g = 0.670 \pm 0.014$ $S=1.6^*$ $\lambda_{13}^0 = 0.029 \pm 0.004$ $\lambda_{23}^0 = 0.0301 \pm 0.0016$ $S=1.2^*$ $\lambda_{12}^0 = 0.026 \pm 0.008$ $S=1.5^*$ $\lambda_{22}^0 = 0.034 \pm 0.006$ $S=2.5^*$ $\lambda_{11}^0 = -0.003 \pm 0.007$ $S=1.5^*$ $\lambda_{21}^0 = 0.020 \pm 0.007$ $S=2.5^*$ See Data Card Listings for ξ , f_2 , and f_1 .												
K_S^0	$\pi^+ \pi^-$ $K(0.7689 \pm 0.0033) \times 10^{10}$ $\pi^0 \pi^0$ $K(0.3517 \pm 0.0029) \times 10^{10}$	$S=1.1^*$	K_L^0 Mode $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $(4.14 \pm 0.15) \times 10^6$ $S=1.3^*$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $(2.39 \pm 0.04) \times 10^6$ $S=1.2^*$ $\pi\mu\nu$ $(5.21 \pm 0.10) \times 10^6$ $S=1.1^*$ $\pi e\nu$ $(7.49 \pm 0.11) \times 10^6$ $S=1.1^*$ $\pi^+ \pi^-$ $K(3.91 \pm 0.10) \times 10^4$ $\pi^0 \pi^0$ $K(1.81 \pm 0.35) \times 10^4$ $S=1.5^*$												
		CP violation parameters U, K $ \eta_{+-} = (2.274 \pm 0.022) \times 10^{-3}$ $ \eta_{00} = (2.33 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ $S=1.1^*$ $\phi_{+-} = (44.6 \pm 1.2)^\circ$ $\phi_{00} = (54 \pm 5)^\circ$ $ \eta_{+-} ^2 < 0.12$ $ \eta_{00} ^2 < 0.28$ $\delta = (0.330 \pm 0.012) \times 10^{-2}$ $\Delta S = -\Delta Q$ $\text{Re } x = 0.009 \pm 0.020$ $S=1.4^*$ $\text{Im } x = -0.004 \pm 0.026$ $S=1.1^*$													
Magnetic moment $(e\hbar/2m_p c)$ p 2.7928456 ± 0.0000011		Decay parameters^a <table> <tr> <th colspan="2">Measured</th><th colspan="2">Derived</th><th rowspan="9">g_A/g_V</th><th rowspan="2">g_V/g_A</th></tr> <tr> <th>α</th><th>$\phi(\text{degree})$</th><th>γ</th><th>$\Delta(\text{degree})$</th></tr> </table>				Measured		Derived		g_A/g_V	g_V/g_A	α	$\phi(\text{degree})$	γ	$\Delta(\text{degree})$
Measured		Derived		g_A/g_V	g_V/g_A										
α	$\phi(\text{degree})$	γ	$\Delta(\text{degree})$												
n -1.91304184 ± 0.00000088		$p\bar{e}\nu$	-1.254 ± 0.007 $\delta = (180.11 \pm 0.17)^\circ$												
Λ -0.614 ± 0.005		$p\pi^-$ 0.642 ± 0.013 $(-6.5 \pm 3.5)^\circ$ 0.76 $(7.7^{+4.0}_{-4.1})^\circ$ $n\pi^0$ 0.646 ± 0.044 $p\pi^0$ $p\pi^+$ -0.979 ± 0.016 $(36 \pm 34)^\circ$ 0.17 $(187 \pm 6)^\circ$ $n\pi^+$ $+0.068 \pm 0.013$ $(167 \pm 20)^\circ$ -0.97 $(-72^{+132}_{-11})^\circ$ $p\gamma$ $-1.03^{+0.52}_{-0.42}$ $S=1.1^*$	-0.62 ± 0.05 $S=1.2^*$												
Σ^+ 2.33 ± 0.13		$p\pi^0$ -0.979 ± 0.016 $(36 \pm 34)^\circ$ 0.17 $(187 \pm 6)^\circ$ $n\pi^+$ $+0.068 \pm 0.013$ $(167 \pm 20)^\circ$ -0.97 $(-72^{+132}_{-11})^\circ$ $p\gamma$ $-1.03^{+0.52}_{-0.42}$ $S=1.1^*$	$\pm(0.385 \pm 0.070)$ $S=2.3^*$ 0.10 ± 0.22 $S=1.5^*$												
Σ^- -1.41 ± 0.25		$n\pi^-$ -0.068 ± 0.008 $(10 \pm 15)^\circ$ 0.98 $(249^{+12}_{-115})^\circ$ $n\pi^0$ $\Lambda e^+ \nu$	$\pm(0.385 \pm 0.070)$ $S=2.3^*$ 0.10 ± 0.22 $S=1.5^*$												
Ξ^0 -1.20 ± 0.06		$\Lambda\pi^0$ -0.47 ± 0.05 $(21 \pm 12)^\circ$ 0.84 $(216^{+13}_{-13})^\circ$ $S=1.3^*$													
Ξ^- -1.85 ± 0.75		$\Lambda\pi^-$ -0.403 ± 0.017 $(2 \pm 6)^\circ$ 0.92 $(185 \pm 13)^\circ$ $S=1.1^*$													
Ω^-		ΛK^- -0.26 ± 0.33 $S=1.5^*$													

Βιβλιογραφία

- 1) Relativistic Kinematics, W.A. Benjamin, 1964.
- 2) Subatomic Physics, Frauenfelder/Hentley, Prentice-Hall, 1974
- 3) Introduction to High Energy Physics, D.H. Perkins, Addison-Wesley, 1972
- 4) Particles and Accelerators, R.Gouran, World University, Library, 1967
- 5) Quantum Mechanics, E. Merzbacher, John Wiley, 1966
- 6) The Principles of Quantum Mechanics, P. Dirac, Oxford at the Clarendon Press, 1967
- 7) Review of Particle Properties, C. Briggman et al, April 1980 edition
- 8) Μεθοδολογία της Πειραματικής Πυρηνικής Φυσικής, Α. Βεργανελάκης, Κ.Π.Ε. Δημόκριτος, 1967
- 9) Principles of Relativity Physics, J. Anderson, Academic Press, 1967
- 10) Particles and Fields, D. Lurie, Interscience Publishers, 1968
- 11) Owen Chamberlain, Emilio Segre, Clyde Wiegand, Thomas Ypsilantis, Phys. Rev. 100, 947 (1958)
- 12) G. Feldman, Phys. Rev. 95, 1097 (1954)
- 13) J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett, 13, 138 (1964)
- 14) R.R. Wilson, Scientific American, January 1980, Vol. 242, No 1, page 42