

D E U T S C H E S   E L E K T R O N E N - S Y N C H R O T R O N  
(DESY)

Hamburg-Gr.Flottbek 1, Flottbeker Drift 56

DESY-Bibliothek

DESY A 2.34

Hamburg, 29.9.1958  
Dr.Ste/H

Teilchenseparator mit gekreuzten elektrischen  
und magnetischen Feldern  
(vorläufige Untersuchung)

Bei Teilchere ergien in der Größenordnung von einigen GeV ist es schwierig, Teilchen gleichen Impulses, aber verschiedener Ruhemassen voneinander zu trennen, und man muß beträchtlichen Aufwand treiben, um z.B. einen Antiprotonenstrahl von negativen  $\pi$ -Mesonen zu reinigen. Bei CERN<sup>1)</sup> wurde zu diesem Zweck ein Teilchenseparator mit gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern vorgeschlagen, bei dem die elektrische und die magnetische Kraft sich für das gewünschte Teilchen kompensieren, während Teilchen mit abweichender Ruhemasse abgelenkt werden. Die Grundgleichungen für diesen Separator sollen im folgenden aufgestellt und durch Zahlenbeispiele beleuchtet werden, wobei auf Fragen der technischen Ausführung nicht eingegangen wird.

Der Impuls  $p_0$  des Teilchenstrahles sei durch einen Analysiermagneten definiert, der dem Separator vorausgeht. Das gewünschte Teilchen sei durch den Index 1, das unerwünschte durch den Index 2 gekennzeichnet. Dann sind die elektrische Feldstärke E und die darauf senkrecht stehende Induktion B so zu wählen, daß

$$(1) \quad E + v_1 B = 0$$

ist, damit das Sollteilchen 1 unabgelenkt hindurchgeht.

Auf das Teilchen 2 wirkt dann in der Richtung y des elektrischen

---

<sup>1)</sup> Minutes of CERN-PS Staff Meeting, May 1<sup>st</sup>, 1958.

Feldes die ablenkende Kraft

$$K = e (E + v_2 B) = \frac{m_2}{\sqrt{1-\beta_2^2}} \frac{d^2 y}{dt^2} = p_0 v_2 \frac{d^2 y}{ds^2}$$

mit  $v = \frac{ds}{dt}$ , und damit ergibt sich für die Richtung des Teilchens 2 am Ende des Separators von der Länge L:

$$(2) \quad y_2' (p_0) = \frac{eEL}{p_0 c} \left( \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right) \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\beta_i} = \sqrt{1 + \frac{m_i^2 c^2}{p_0^2}}; \quad i = 1, 2.$$

Für stark relativistische Teilchen mit  $p_0^2 \gg m_{1,2}^2 c^2$  wird daraus

$$(3) \quad y_2' (p_0) \approx \frac{1}{2} \frac{ecEL}{p_0^3} (m_2^2 - m_1^2)$$

Ist  $a$  die Öffnungsweite des Separators, so ist die angelegte Spannung

$$V = E \cdot a$$

und damit

$$(2a) \quad y_2' (p_0) = \frac{e}{c} \frac{VL}{ap_0} \left( \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right)$$

Die Akzeptanzfläche des Separators im Phasenraum entspricht derjenigen eines Schlitzes der Schlitzweite  $a$  und der Länge  $L$  und ist dargestellt in Abb. 1 für den Anfang, die Mitte und das Ende des Separators. Der Flächeninhalt, die "Akzeptanz"  $\alpha$ , ist gegeben durch

$$(4) \quad \alpha = \frac{a^2}{L}$$

Über den eingeschossenen Teilchenstrahl werde vorausgesetzt, daß er an den Separator angepaßt ist, d.h. daß seine Emittanzfläche sich mit der Akzeptanzfläche des Separators deckt. Es sollen jedoch noch diejenigen Teilchen daraus entfernt werden,

Abb.1

Akzeptanzflächen eines langen Schlitzes.

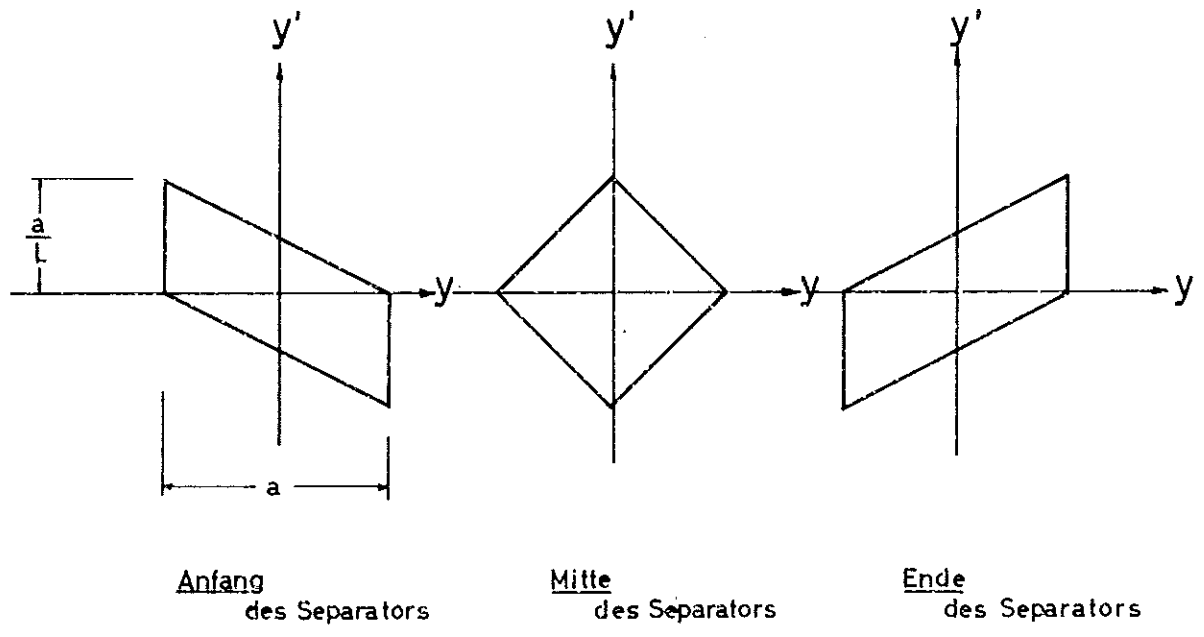
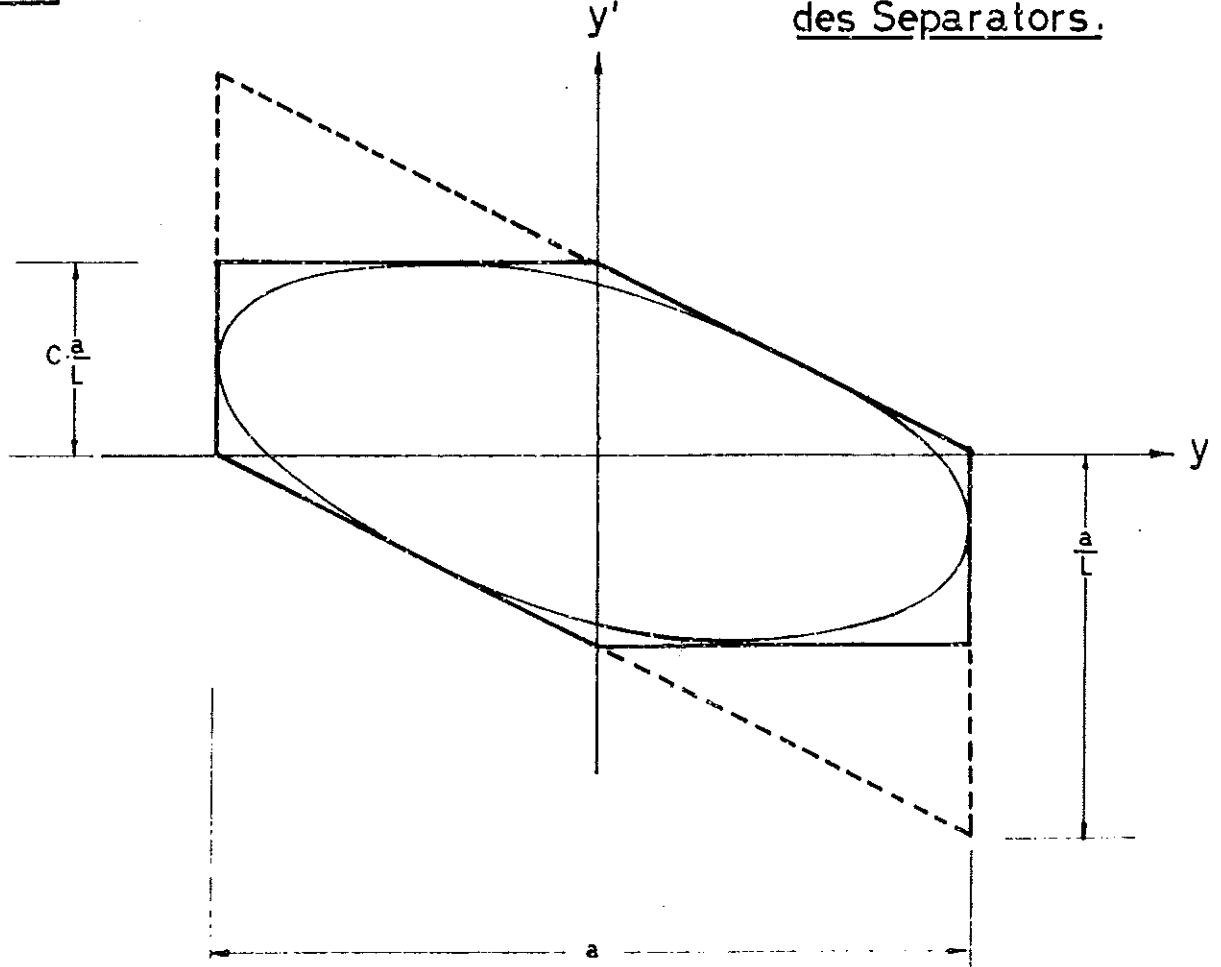


Abb.2

Angenommene Strahlemittanzfläche am Anfang des Separators.



deren Winkelabweichungen den Wert

$$(5) \quad \left| \gamma'_{\max} \right| = \varrho \cdot \frac{a}{L} \quad ; \quad 0 < \varrho \leq 1$$

überschreiten, wobei der "Füllfaktor"  $\varrho$  eine Zahl ist, die zwischen 0 und 1 variiert werden kann. Dieser Ansatz ist für die Rechnung zweckmäßig und läßt sich auch für den Fall, daß die Strahlemittanzfläche ellipsenförmig ist, gut verwenden. Die Emittanzfläche ist dargestellt in Abb. 2; ihr Flächeninhalt, die "Emittanz"  $\mathcal{E}$ , ist gegeben durch

$$(6) \quad \mathcal{E} = \varrho (2 - \varrho) \frac{a^2}{L} = \varrho (2 - \varrho) \alpha, \quad 0 < \varrho \leq 1$$

Damit der Separator arbeitet, muß man verlangen, daß die erwünschten Teilchen 1 und die unerwünschten Teilchen 2 im Phasenraum vollständig voneinander getrennt werden. Dies ist der Fall, wenn die am Ende des Separators hervorgerufene Richtungsabweichung  $\gamma'_2$  des Teilchens 2 mindestens gleich dem maximalen Öffnungswinkel des eingeschossenen Strahles ist. Diese Bedingung lautet nach den Gleichungen (2a) und (5)

$$(7) \quad \frac{e}{c} \frac{\sqrt{L}}{\alpha p_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| \geq 2 \varrho \frac{a}{L}$$

Um den Aufwand für den Separator möglichst klein zu halten, wird man nur fordern, daß Gleichung (7) gerade erfüllt ist, und daher setzen

$$(8) \quad \frac{e}{c} \frac{\sqrt{L}}{\alpha p_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| = 2 \varrho \frac{a}{L}$$

Für diesen Fall zeigt Abb. 3 die Wirkungsweise des Separators im Phasenraum. Die Teilchen sind am Ende des Separators zwar im Phasenraum, aber noch nicht räumlich voneinander getrennt. Durch eine fokussierende Linse der Brennweite  $f$  am Ende des Separators und eine nachfolgende Laufstrecke der Länge  $S = |f|$

**Abb.3** Darstellung der y-Komponente im Phasenraum.



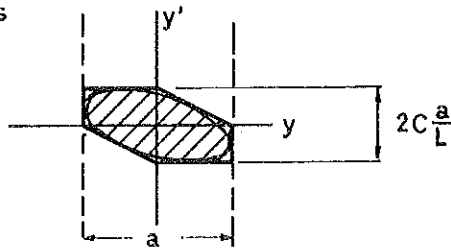
gewünschte Teilchen



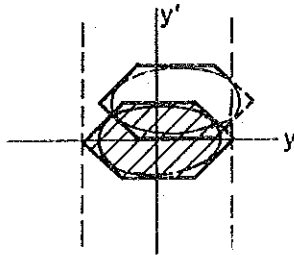
zu entfernende Teilchen

----- Wände des Separators

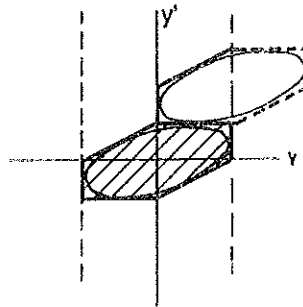
a.) In den Separator eintretender gemischter Strahl, leicht konvergent.



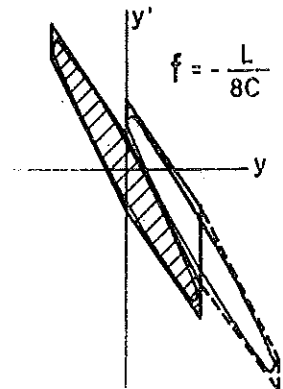
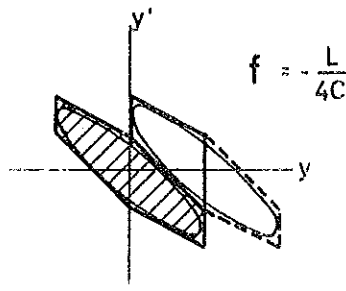
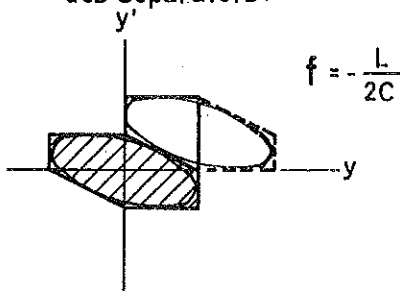
b.) Mitte des Separators: Strahlen teilweise getrennt.



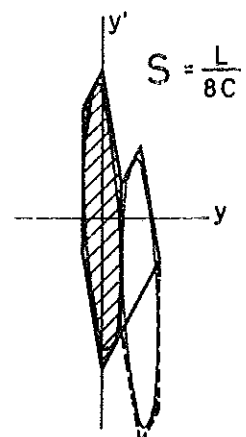
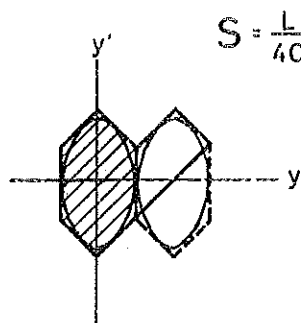
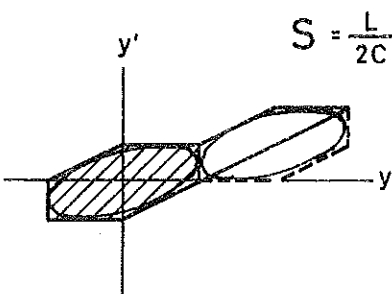
c.) Ende des Separators: Strahlen leicht divergent und im Phasenraum vollständig voneinander getrennt, aber noch nicht räumlich voneinander geschieden.



d.) Strahlen nach Durchgang durch eine fokussierende Linse der Brennweite  $f$  am Ende des Separators.



e.) Ende der Driftstrecke von der Länge  $S$ : Strahlen räumlich voneinander getrennt.



können sie dann auch räumlich separiert werden. In Abb. 3 ist dieser Vorgang für 3 verschiedene Brennweiten ( $f = \frac{-L}{2C}$ ,  $f = \frac{-L}{4C}$  und  $f = \frac{-L}{8C}$ ) dargestellt.

Eliminiert man aus den Gleichungen (6) und (8) den Füllfaktor C und löst nach der Emittanz  $\mathcal{E}$  auf, so ergibt sich

$$(9) \quad \mathcal{E} = \frac{e}{c} \frac{1}{p_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| \left\{ v_L - \frac{e}{4c} \frac{V^2 L^3}{a^2} \frac{1}{p_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| \right\}$$

Die relativen Änderungen von  $\mathcal{E}$ , bezogen auf relative Änderungen in den Parametern L, V und a, sind gegeben durch

$$(10) \quad \begin{cases} \frac{L}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial L} = \frac{1 - 3/2 \varrho}{1 - \varrho/2} \\ \frac{V}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial V} = \frac{1 - \varrho}{1 - \varrho/2} \\ \frac{a}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a} = \frac{\varrho}{1 - \varrho/2} \end{cases} \quad \text{mit } \varrho = \frac{e}{2c} \frac{V L^2}{a^2} \frac{1}{p_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right|$$

Tabelle I ergibt die Größe dieser normierten Ableitungen für verschiedene Werte des Füllfaktors C.

Tabelle I

$\varrho$	$\frac{L}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial L}$	$\frac{V}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial V}$	$\frac{a}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a}$
1	- 1	0	2
0,8	- 0.33	0.33	1.33
0.75	- 0.2	0.4	1.2
0.67	0	0.5	1
0.5	0.33	0.67	0.67
0.4	0.5	0.75	0.5
0.33	0.6	0.8	0.4

Beim Entwurf eines Separators, wo es darauf ankommt, mit gegebenem Kostenaufwand eine möglichst große Emittanz zu verarbeiten, sind diese Zahlen nützlich, wie später an einem Beispiel gezeigt wird.

Gibt man die Spannung  $V$  und die Öffnungsweite  $a$  vor und variiert die Separatorlänge  $L$ , so nimmt  $\mathcal{E}$  ein Maximum an für

$$\frac{e}{2c} \frac{VL^2}{a^2} \frac{1}{P_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| = \mathcal{E} = \frac{2}{3}$$

Die aufgenommene Emittanz ist dann

$$(11) \quad \mathcal{E}_{\mathcal{E}=2/3} = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{P_0}} \frac{2a}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{e}{c} V \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right|}$$

sie tritt auf bei der Separatorlänge

$$(12) \quad L_{\mathcal{E}=2/3} = \sqrt{P_0} \frac{2a}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{\frac{e}{c} V \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right|}}$$

Für größer werdendes  $L$  nimmt  $\mathcal{E}$  ab, weil die Abnahme der Akzeptanz  $\propto$  überwiegt (siehe Gleichung (4)), für kleiner werdendes  $L$  dagegen, weil die Trennwirkung des Separators abnimmt (siehe Gleichung (2a)).

Den Gleichungen (11) und (12) zufolge verdoppelt sich beim Separator mit  $\mathcal{E} = 2/3$  die aufgenommene Emittanz, wenn man - bei festgehaltener Spannung  $V$  - die Öffnungsweite und die Länge gleichzeitig verdoppelt. Den gleichen Effekt erreicht man, wenn man - bei festgehaltener Öffnungsweite  $a$  - die Spannung vervierfacht und die Länge halbiert.

Würde man, ausgehend von einem Separator, der der Bedingung  $\mathcal{E} = 2/3$  genügt, die Spannung  $V$  um 50 % vergrößern bei festgehaltenen Dimensionen, so würde  $\mathcal{E}$  noch um weitere 12,5 % ansteigen; würde man  $V$  und  $L$  festhalten und die Öffnungsweite  $a$  um 50 % vergrößern, so ergäbe sich ein Anstieg von  $\mathcal{E}$  um 27,8 %.

In der bisherigen Betrachtung wurde vorausgesetzt, daß alle Teilchen im Strahl genau den Impuls  $p_0$  besitzen. In Wirklichkeit hat der aus dem vorangehenden Analysiermagneten austretende Strahl eine gewisse Impulsstreuung, und diese ruft zusätzliche Richtungsabweichungen am Ausgang des Separators hervor.

Für das Teilchen  $i$  ( $i = 1, 2$ ) mit dem Impuls  $p = p_0 + \Delta p$  erhält man für  $\Delta p \ll p_0$

$$\begin{aligned} \gamma'_i(p) &= \frac{eL}{P} \left( \frac{E}{v_i(p)} + B \right) = \gamma'_i(p_0) + \frac{d}{dp} \gamma'_i(p) \Big|_{p=p_0} \cdot \Delta p \\ &= \gamma'_i(p_0) - \frac{eL}{p_0^2} \left( \frac{E}{v_i} + B \right) \Delta p - \frac{eL}{p_0} \frac{E}{v_i^2} \frac{dv_i(p)}{dp} \Big|_{p=p_0} \cdot \Delta p \end{aligned}$$

Wegen

$$\frac{dv_i(p)}{dp} = \frac{m_i^2 v_i^3(p)}{p^3}$$

folgt daraus:

$$(13) \quad \gamma'_i(p) - \gamma'_i(p_0) = - \left( \gamma'_i(p_0) + \frac{ecEL}{p_0^3} m_i^2 \beta_i \right) \frac{\Delta p}{p_0}$$

Setzt man die durch  $\Delta p$  hervorgerufene zusätzliche Richtungsabweichung zu der gewollten Richtungsabweichung  $\gamma'_2(p_0)$  ins Verhältnis, so ergibt sich für diesen Quotienten

$$(14) \quad \frac{\gamma'_i(p) - \gamma'_i(p_0)}{\gamma'_2(p_0)} = \begin{cases} - \frac{m_1^2 c^2}{p_0^2} \frac{\beta_1}{\beta_2 - \beta_1} \frac{\Delta p}{p_0} = Q_1 \frac{\Delta p}{p_0} & \text{für das Teilchen 1} \\ - \left( 1 + \frac{m_2^2 c^2}{p_0^2} \frac{\beta_2}{\beta_2 - \beta_1} \right) \frac{\Delta p}{p_0} = Q_2 \frac{\Delta p}{p_0} & \text{für das Teilchen 2} \end{cases}$$

Im stark relativistischen Bereich wird hieraus

$$(15) \quad \begin{aligned} Q_1 \frac{\Delta p}{p_0} &\approx \frac{2}{1 - \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \\ Q_2 \frac{\Delta p}{p_0} &\approx \left( \frac{2 \cdot \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2} - 1 \right) \frac{\Delta p}{p_0} \end{aligned}$$

Einer im Strahl enthaltenen maximalen relativen Impulsabweichung  $\frac{\Delta p_{\max}}{p_0}$  läßt sich Rechnung tragen durch eine Verschärfung der



Umgleichung (7) zu

$$(16) \quad \left[ 1 - (|Q_1| + |Q_2|) \frac{\Delta p_{\max}}{p_0} \right] \cdot \frac{e}{c} \frac{VL}{aB_0} \left| \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1} \right| \geq 2\varrho \frac{a}{L}$$

Um eine Vorstellung zu gewinnen, was man aufwenden muß, um Protonen, Elektronen, K- bzw.  $\pi$ -Mesonen von jeder der drei anderen Teilchenarten abzutrennen, sind in Tabelle 2 Vergleichszahlen zusammengestellt. Sie beziehen sich auf Separatoren mit dem Füllfaktor  $\varrho = 2/3$ . Für eine gemeinsam vorgegebene Strahlemittanz  $\mathcal{E} = 2,67 \cdot 10^{-4}$  rad·m und eine Spannung von 600 Kilovolt sind die Länge L und die Öffnungsweite a des Separators angegeben, den man zur Trennung beider Teilchen benötigt, und zwar für Teilchenimpulse  $p_0 = 1$  GeV/c und  $p_0 = 3$  GeV/c.

Der Tabelle 2 entnimmt man, daß zur Säuberung eines Protonenstrahles mit  $p_0 = 3$  GeV/c ein Separator von 30-60 m Länge und 10-15 cm Öffnungsweite bei einer Spannung in der Größenordnung 500 kV eine Emittanz von einigen  $10^{-4}$  rad·m aufnehmen würde und daher sehr brauchbar wäre. Da für DESY eine hohe Erzeugungsrate für Antiprotonen erwartet werden kann, sollte man die Einbaumöglichkeiten für einen Separator dieser Größenordnung in die Planung einbeziehen, denn ein solches Projekt würde bei diesen Abmessungen auch kostenmäßig diskutabel sein.

Als Beispiel sollen im folgenden die Grundparameter für einen solchen Separator, wie er für DESY in Frage käme, versuchsweise bestimmt werden, und es soll geprüft werden, inwieweit ein solcher Apparat dann auch zur Abtrennung von K- und  $\pi$ -Mesonen brauchbar wäre.

Für das Beispiel gehen wir davon aus, daß wir Antiprotonen bei 3 GeV/c von K-Mesonen abtrennen wollen und daß die anwendbare maximale Spannung gegeben sei und z.B. 600 kV betrage. Dann hängt die aufgenommene Strahlemittanz nur von der Öffnungsweite a und von der Länge L ab, und es kommt darauf an, diese Größen so zu wählen, daß  $\mathcal{E}$  bei gegebenem Separatorpreis P ein Maximum annimmt. Die Bedingung dafür ist:

gewünschtes Teilchen (1)	zu zntferndes Teilchen (2)	Impuls $p_0$ [GeV/c]	$\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}$	Strahl- emittanz $\mathcal{E}$ [rad·m]	Spannung $V$ [Volt]	Länge $L$ [m]	Öffnungs- weite $a$ [cm]	$Q_1$ (s. Gleich. 14)	$Q_2$
$P^\pm$	$K^\pm$	1	-0.257	$2.67 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^5$	2.6	2.8	+2.5	-0.15
		3	-0.035			57	13.1	+2.7	-0.23
	$\pi^\pm$	1	-0.362			1.9	2.4	+1.8	-0.95
		3	-0.045			45	11.6	+2.1	-0.95
$e^\pm$	$K^\pm$	1	-0.371	1.8	2.3	+1.7	-1		
		3	-0.047	43	11.4	+2.0	-1		
	$P^\pm$	1	+0.257	2.6	2.8	-0.9	-3.5		
		3	+0.035	57	13.1	-0.8	-3.7		
$K^\pm$	$\pi^\pm$	1	-0.105	6.4	4.4	+2.0	-0.8		
		3	-0.011	180	23.2	+2.4	-0.8		
	$e^\pm$	1	-0.114	5.9	4.2	+1.9	-1		
		3	-0.012	170	22.6	+2.2	-1		
$\pi^\pm$	$P^\pm$	1	+0.362	1.9	2.4	-0.05	-2.8		
		3	+0.045	45	11.6	-0.05	-3.1		
	$K^\pm$	1	+0.105	6.4	4.4	-0.19	-3.0		
		3	+0.011	180	23.2	-0.20	-3.4		
$e^\pm$	$e^\pm$	1	-0.009	75	15.0	+2.2	-1		
		3	-0.001	2000	77.5	+2	-1		
	$P^\pm$	1	+0.371	1.8	2.3	0	-2.7		
		3	+0.047	43	11.4	0	-3.0		
$e^\pm$	$K^\pm$	1	+0.114	5.9	4.2	0	-2.9		
		3	+0.012	170	22.6	0	-3.2		
	$\pi^\pm$	1	+0.009	75	15.0	0	-3.2		
		3	+0.001	2000	77.5	0	-3		

Tabelle 2: Vergleich von Separatorparametern, die bei gegebenem  $\mathcal{E} = 2/3$ ,  $\mathcal{E} = 2.67 \cdot 10^{-4}$  rad·m,  $V = 6 \cdot 10^5$  Volt und  $p_0 = 1$  bzw. 3 GeV/c erforderlich sind, um die Teilchenart (1) von der Teilchenart (2) zu reinigen.

$$(17) \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a} \cdot \frac{\partial a}{\partial P} - \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial L} \cdot \frac{\partial L}{\partial P} = 0$$

Mit

$$A = \frac{P}{a} \frac{\partial a}{\partial P} \quad (\text{relativer Zuwachs der Öffnungsweite pro } 100 \% \text{ Mehrkostenaufwand})$$

und

$$B = \frac{P}{L} \frac{\partial L}{\partial P} \quad (\text{relativer Längenzuwachs pro } 100 \% \text{ Mehrkostenaufwand})$$

wird daraus unter Benutzung der Gleichung (10)

$$\frac{\mathcal{C}}{1 - \mathcal{C}/2} \cdot A - \frac{1 - 3/2 \mathcal{C}}{1 - \mathcal{C}/2} \cdot B = 0$$

oder

$$(18) \quad \mathcal{C} = \frac{1}{\frac{A}{B} + \frac{3}{2}}$$

Für unser Beispiel nehmen wir an, daß  $A = B$  sei, und erhalten dann einen Füllfaktor  $\mathcal{C} = 0,4$ , der eine Beziehung zwischen  $a$  und  $L$  festlegt. Wählen wir nun z.B.  $L = 40$  m (eine Länge, die aus Platzgründen vernünftig erscheint), so wird nach Gleichung (8) die Öffnungsweite  $a = 11,8$  cm, und nach Gleichung (6) beträgt dann die Emittanz  $\mathcal{E} = 2,24 \cdot 10^{-4}$  rad·m.

Diese, zu  $p_0 = 3$  GeV/c gehörigen Werte sind in der dritten Zeile der Tabelle 3 eingetragen. Will man den Separator für einen anderen Teilchenimpuls betreiben, so sind jetzt  $V$  und  $a$  als gegeben zu betrachten, während  $L$  zwischen 0 und 40 m variiert werden kann. Für vorgegebenes  $V$  und  $a$  hat  $\mathcal{E}$  (nach Gleichung (10) und Tabelle 1) ein Maximum bei einem Füllfaktor  $\mathcal{C} = 2/3$ . Man wird daher  $L$  so wählen, daß  $\mathcal{C}$  diesen Wert annimmt

bzw. ihm möglichst nahe kommt. Dies ist geschehen für die in Tabelle 3 angegebenen Impulse zwischen 1 und 5 GeV/c, bei denen die Emittanz sich zwischen  $11,3 \cdot 10^{-4}$  und  $0,6 \cdot 10^{-4}$  rad·m bewegt.

Für die Abtrennung von  $\pi$ -Mesonen von Elektronen bei Impulsen zwischen 1 und 2 GeV/c ergeben sich auf entsprechende Weise Emittanzen zwischen  $1,1 \cdot 10^{-4}$  und  $0,3 \cdot 10^{-4}$  rad·m.

Bei der Separierung von K-Mesonen aus einem  $\pi$ -Mesonen-Untergrund ist deren kleine mittlere Lebensdauer bei der Wahl der optimalen Separatorlänge L zu berücksichtigen. Die Zahl N der aus dem Separator austretenden K-Mesonen ist proportional dem Produkt aus der Emittanz und dem Zerfallsfaktor  $e^{-L/\lambda_K}$ , wobei  $\lambda_K$  die mittlere Laufstrecke der K-Mesonen ist:

$$N(L) \propto e^{-L/\lambda_K} \cdot \varepsilon(L)$$

Durch Differenzieren und Nullsetzen ergibt sich

$$\frac{1}{\lambda_K} \cdot \varepsilon - \frac{\partial \varepsilon}{\partial L} = 0$$

und daraus wegen Gleichung (10)

$$(19) \quad L = \lambda_K \frac{1 - 3/2 \varrho}{1 - \varrho/2}$$

Der Faktor auf der rechten Seite liegt für kleines C nahe bei eins, so daß dann  $L \approx \lambda_K$  die günstigste Separatorlänge ist. Für größeres C erhält man aus Gleichung (19) durch Einsetzen von Gleichung (8) eine kubische Gleichung in L oder C, deren Lösung in Tabelle 3 für Impulse zwischen 1 und 3 GeV/c angegeben ist. Die zugehörigen Strahlemittanzen  $\varepsilon$  liegen zwischen  $2,7 \cdot 10^{-4}$  und  $0,5 \cdot 10^{-4}$  rad·m, während sich die effektiven Emittanzen  $\varepsilon \cdot e^{-L/\lambda_K}$  zwischen  $1,2 \cdot 10^{-4}$  und  $0,2 \cdot 10^{-4}$  rad·m bewegen.

gewünschtes Teilchen (1)	zu entfernen- des Teilchen (2)	Impuls $p_0$ [GeV/c]	$\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}$	Spannung V [Volt]	Öffnungsweite a [cm]	Länge L [m]	Füllfaktor $\varphi$	Strahl- emittanz $\mathcal{E}$ rad·m		
$p^-$	$K^-$	5	- 0.013	$6 \cdot 10^5$	11.8	40	0.089	$0.60 \cdot 10^{-4}$		
		4	- 0.021			40	0.18	1.14		
		3	- 0.035			40	0.4	2.24		
		2.5	- 0.049			39.7	0.67	3.14		
		2	- 0.094			33.9	0.67	3.67		
		1.5	- 0.010			20	0.67	6.22		
		1	- 0.257			11	0.67	11.3		
$K^\pm$	$\pi^\pm$	3	- 0.011			25	0.045	0.49	mittl. Lauf- strecke $\lambda_K$ [m]	effekt. Emit- tanz $\mathcal{E} e^{-\frac{1}{2}\lambda_K}$ [rad·m]
		2.2	- 0.022			18.3	0.072	1.06		
		1.6	- 0.043			13.4	0.1	1.98		
		1	- 0.105			8.6	0.165	2.68		
$\pi^\pm$	$e^\pm$	2	- 0.0024			40	0.041	0.28		
		1.5	- 0.0042			40	0.096	0.64		
		1	- 0.009			40	0.31	1.08		

Tabelle 3: Leistungen des als Beispiel betrachteten, für Antiprotonen von 3 GeV/c entworfenen Separators bei der Abtrennung von  $p^-$ ,  $K^-$  und  $\pi^-$ -Teilchen verschiedenen Impulses

Zusammenfassend ergibt sich aus Tabelle 3, daß der als Beispiel betrachtete Separator in der Lage wäre, Antiprotonen von 4 GeV/c und K- bzw.  $\pi$ -Mesonen von 1 GeV/c bei einer effektiven Emittanz von etwa  $10^{-4}$  rad·m zu separieren.

Nicht berücksichtigt worden sind in dieser Betrachtung die  $\mu$ -Mesonen, die beim Zerfall der  $\pi$ 's auftreten, sowie die Zerfallsprodukte der K's; ihr Einfluß wird später untersucht werden.

K.G. Steffen