

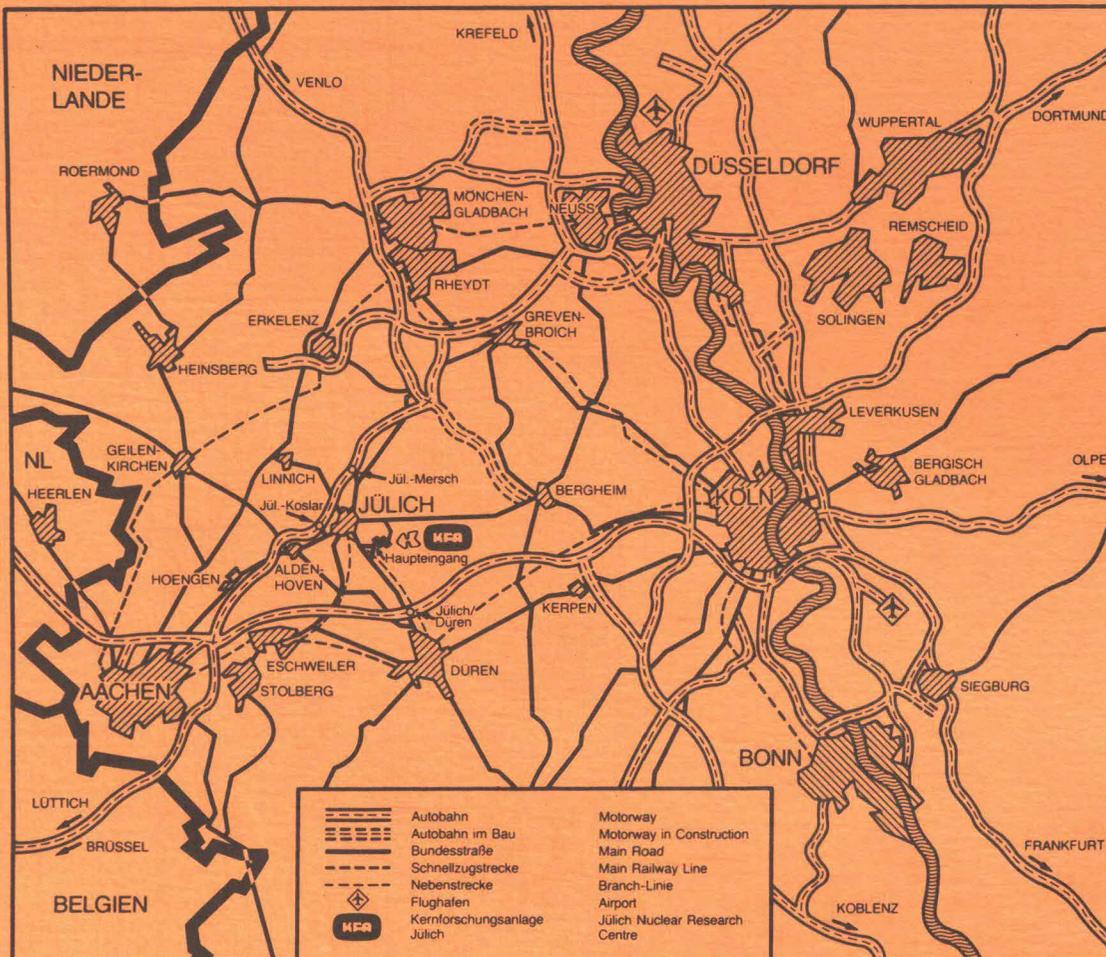


KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Arbeitsgruppe COSY

**Studie zum Bau eines kombinierten
Kühler-Synchrotron-Rings
an der KFA Jülich
(COSY-Studie)**

**Jül-Spez-242
Februar 1984
ISSN 0343-7639**



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 242

Arbeitsgruppe COSY Jül – Spez – 242

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Studie zum Bau eines kombinierten Kühler-
Synchrotron-Rings an der KFA Jülich
(C O S Y - S T U D I E)

An dieser Studie haben mitgewirkt:

G. Berg¹, G. Gaul⁵, H. Hagedoorn³, A. Hardt¹, J.A. van der Heide³, F. Hinterberger², Max Huber², R. Jahn², S. Martin¹, T. Mayer-Kuckuk², F. Osterfeld¹, H. Paetz gen. Schieck⁴, D. Prasuhn¹, G. Riepe¹, M. Rogge¹, P. von Rossen¹, O.W.B. Schult¹, J. Speth¹ und P. Turek¹

- (1) KFA Jülich
- (2) Universität Bonn
- (3) Universität Eindhoven
- (4) Universität zu Köln
- (5) Universität Münster

Rep 169240

Vorwort

Der hier vorgelegte Entwurf für den Bau eines Speicherrings zur Erweiterung der kernphysikalischen Forschungsanlagen an der KFA Jülich geht auf eine längere intensive Diskussion der Arbeitsgruppen in Jülich und der umliegenden Universitäten zurück. Bereits im Mai 1982 wurde vom Institut für Kernphysik der KFA Jülich und dem Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn in Bad Honnef ein "Workshop on Electron Cooling" veranstaltet, bei dem von S. M a r t i n der erste Vorschlag für einen Strahl-Rezirkulierer in Verbindung mit dem Zyklotron und dem Spektrographen BIG KARL vorgestellt und diskutiert wurde (Ref. 4). Dieser Plan wurde von der KFA-Gruppe in Kontakt mit den Hochschulen weiterentwickelt. Durch die inzwischen sich konkretisierenden Pläne der KFA Jülich für den Bau des SNQ-Linearbeschleunigers erhielt dieses Projekt eine erweiterte Perspektive, da hiermit ein idealer Strahl-injektor für Protonen mit höherer Energie und Intensität zur Verfügung stehen würde. Jedoch ist unabhängig davon auch die Injektion durch das Zyklotron vorgesehen, das schwerere Projektile bis etwa ^{20}Ne (ISIS-Projekt) liefert.

Diese Studie hat vorwiegend informativen Charakter. Sie ist noch nicht mit einem Finanzierungsplan verknüpft. Ein konkretisierter Projektvorschlag soll jedoch zügig erarbeitet und alsbald vorgelegt werden. Wir bitten deshalb alle Kollegen und potentiellen Nutzer um Anregungen und Kritik.

Für wichtige Beiträge in der Diskussionsphase danken wir insbesondere den Herren C.-A. Wiedner (Heidelberg), W. Schott (München), R.E. Pollock (Bloomington), F. Mills (FERMI-Lab.), H. Poth (KfK Karlsruhe), D. Möhl (CERN), K. Kilian (CERN), und H. Ikegami (RCNP, Osaka)

Für die COSY-Gruppe:

T. Mayer-Kuckuk

Hinweis:

Im Anhang sind alle verwendeten Symbole zusammengestellt und definiert. Abkürzungen und Begriffe, die im Anhang 2 genauer erläutert werden, sind beim ersten Auftreten im Text unterstrichen.

Inhaltsübersicht

	Seite
1. Zielsetzung	1
2. Das Anlagenkonzept	
2.1 Grundsätzliche Erwägungen und Übersicht	5
2.2 Magnetstruktur des Rings	12
2.3 Betriebsmoden	17
2.4 Technisches: Vakuum, Diagnose und Leittechnik	28
2.5 COSY im Vergleich zu anderen Projekten	30
3. Strahleigenschaften und Experimentiermöglichkeiten	32
4. Physik mit COSY	
4.1 Prinzipielles	37
4.2 Kernstruktur und Kernreaktionen	42
4.3 Subnukleare Freiheitsgrade	51
4.4 Symmetrien und die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ...	57
5. Anhang: Definitionen und Formeln	61

1. Z I E L S E T Z U N G

Ausgangspunkt der vorliegenden Studie war das Bedürfnis, die kernphysikalischen Forschungseinrichtungen der KFA Jülich weiterzuentwickeln, um in wenig erschlossenes Neuland vorstoßen zu können. Dabei waren die besondere Erfahrung des Instituts für Kernphysik auf dem Gebiet der Kernspektroskopie und Reaktionsphysik mit leichten Ionen ebenso zu berücksichtigen, wie die ähnlich gelagerten Interessen der Arbeitsgruppen an den benachbarten Universitäten. Das bestehende und bewährte Zyklotron sollte möglichst Bestandteil einer neuen Anlage werden, aber gleichzeitig waren die Pläne der KFA für den Bau der Spallationsneutronenquelle mit ihrem leistungsfähigen Linearbeschleuniger in die Überlegungen mit einzubeziehen. Schließlich sollte auch von dem großen Magnetspektrometer BIG KARL (Ref. 1), dessen Leistungsfähigkeit bisher nicht voll ausgenutzt werden kann, Gebrauch gemacht werden.

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist das vorliegende, vom Institut für Kernphysik der KFA zusammen mit Gruppen der Nordrhein-Westfälischen Universitäten und der Universität Eindhoven erarbeitete Konzept des Speicherrings COSY mit Beschleunigungsstruktur und Kühlstrecke (COSY = Cooler Synchrotron). Die drei entscheidenden Eigenschaften des Speicherrings sind:

- 1) Hohe Luminosität und extrem gute Strahlnutzung im Zusammenhang mit dünnen internen Targets
- 2) Energievariabilität durch zusätzliche Beschleunigung mit HF-Strukturen über einen großen Bereich oder über die Kühlstrecke in kleinsten Schritten
- 3) Extrem hohe Energieschärfe durch Elektronenkühlung .

Für die Endenergie gibt es verschiedene Optionen. Beschränkt man sich auf Kernstrukturphysik unter Ausnutzung des Magnetspektrographen, müssen min-

destens 200 MeV/Nukleon sowie die Beschleunigung polarisierter Strahlen erreicht werden. Die physikalischen Perspektiven in diesem Energiebereich sind in Abschnitt 4.2 erläutert. Diese Energie ist in der ersten Ausbaustufe auch angemessen für einen Speicherringbetrieb mit kontinuierlicher Kühlung, da der Bau einer Elektronenkühlstrecke für diese Protonengeschwindigkeiten dem heutigen Stand der Technik entspricht. Im Hinblick auf die im Abschnitt 4.3 beschriebene Physik der mesonischen Freiheitsgrade wäre allerdings eine wesentlich höhere Endenergie oberhalb 1 GeV wünschenswert. Sie ließe sich durch Nachbeschleunigung des gekühlten Strahls bei periodischem Betrieb erreichen (siehe Betriebsmoden, Abschnitt 2.3). Die in der vorliegenden Studie beschriebene Ringstruktur bezieht sich zunächst auf die kleinere Endenergie. Soll die Option für eine höhere Endenergie offen gehalten werden, könnten in einem mäßig vergrößerten Ring die Magnete mit einer entsprechenden Reserve an erreichbarer Feldstärke ausgelegt werden.

Der Speicherring kann mit dem existierenden Zyklotron JULIC (Ref. 2) sofort in Betrieb genommen werden. Erheblich erweiterte Möglichkeiten würde der SNQ-LINAC eröffnen. Die Endenergie wäre höher und wenige Mikropulse des LINAC würden genügen, um den Ring bis zur Raumladungsgrenze zu füllen. Der hochauflösende Spektrograph kann mit internem Target in den Ring integriert werden, so daß eine einmalige Kombination von Instrumenten entsteht.

Aufbau und Inbetriebnahme des Rings sollten stufenweise in folgenden Schritten erfolgen:

- 1) Aufbau des Speicherrings mit HF-Strukturen geringer Leistung zur Korrektur des mittleren Energieverlustes im Target, Anpassung an BIG KARL, Einschub vom Zyklotron. Die Anlage kann dann im Rezirkulier-Modus benutzt werden (siehe Abschnitt 2.3).

- 2) Einbau der HF-Resonatoren zur Nachbeschleunigung bis $E_p = 500$ MeV.
- 3) Einbau der Elektronen-Kühlstrecke ($E_e \approx 100$ keV, $E_p \approx 180$ MeV), Kühlung von leichten Ionen, Gasstrahl- und Atomstrahltargets.
- 4) Entwicklung eines Elektronenkühlers für Protonenenergien von 500 MeV, Injektion vom SNQ-LINAC.
- 5) Erhöhung der Endenergie durch Ausbau des HF-Generators und der Magnetstromversorgung.

Dieser stufenweise Ausbau stellt sicher, daß die Anlage frühzeitig und mit den vorhandenen Einrichtungen zusammen benutzt werden kann. Zwei verschiedene Arten der Strahlinjektion sind vorgesehen:

Strippinginjektion und Kickerinjektion mit einem Kickermagnet mit Septum.

Wenn die Frequenz der Nachbeschleunigungsresonatoren um den Faktor zwei variabel ist, würde das für die erste Ausbaustufe die folgende Energievariation erlauben:

Protonen: 10 - 200 MeV für Zyklotron-Strahlen mit $E_p = 45$ MeV

Protonen: 100 - 500 MeV für LINAC-Injektion mit $E_p = 350$ MeV

α -Teilchen: 20 - 350 MeV für Zyklotron-Strahlen mit $E_\alpha = 90$ MeV.

Für die Emittanz des gekühlten Strahls kann 0.1π mm mrad erwartet (Ref.29) werden, das entspricht bei $\Delta\phi \approx 1$ mrad (0.06°) einem Strahlfleckdurchmesser von 0.3 mm. Bei 10^9 -Teilchen im Ring beträgt der Strom bei einer Umlaufzeit von $0.4 \mu\text{s}$ etwa 0.4 mA. Dabei wird eine Impulsauflösung $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ erreicht. Für höhere Ströme verringert sich die Auflösung, z.B. auf 10^{-4} für 100 mA Strom. Die wichtigsten Eigenschaften der Anlage sind in der folgenden Liste zusammengefaßt:

- (1) Luminosität zwischen 10^{30} und $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, abhängig von Injektionsart und gewünschter Auflösung
- (2) Impulsauflösung $\Delta p/p \approx 10^{-5}$
- (3) Energievariation bis 200 MeV (Zyklotroninjektion) oder bis 500 MeV (SNQ-LINAC)
- (4) Füllung mit SNQ-LINAC bis zur Raumladungsgrenze
- (5) Strahlen komplexer Teilchen bis etwa ^{20}Ne (Zyklotron mit ECR-Quelle)
- (6) Optimale Nutzung von BIG KARL, der mit seinem K-Wert = 540 Protonen von 500 MeV oder 2.7 GeV Ne-Ionen (voll ionisiert) fokussieren kann.

2. DAS ANLAGENKONZEPT

2.1 GRUNDSÄTZLICHE ERWÄGUNGEN UND ÜBERSICHT

Die Überlegungen zu einem Speicherring gingen ursprünglich von dem Wunsch aus, einen Strahl zur Verfügung zu haben, der an die ungewöhnlich hohe Energieauflösung des BIG KARL Spektrographen (Ref. 3) angepaßt ist. Zunächst wurde daher von S. Martin et al. (Ref. 4) ein Rezirkulerring zur Verbesserung der Luminosität vorgeschlagen. Dabei wird der energiescharfe Strahl nach dem Durchdringen des Targets (typische Dicke $50 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) wieder auf das Target zurückgeführt. Obwohl der mittlere Energieverlust im Target mit HF-Beschleunigungsstrukturen korrigiert wird, sind dieser Methode durch die Phasenraumvergrößerung des Strahls bei häufigem Targetdurchflug Grenzen gesetzt: Die Dispersion des Rezirkulierings am Targetort muß sorgfältig an die Spektrometerdispersion angepaßt werden, um einer Auflösungsverschlechterung durch Strahlaufweitung entgegenzuwirken. Die Vergrößerung des Strahlphasenvolumens führt schließlich nach typischerweise $10^2 - 10^4$ Umläufen dazu, daß die Teilchen außerhalb der Akzeptanz für gute Strahlqualität liegen. Soll dies verhindert werden, dann muß zusätzlich eine Methode zur Phasenraumverkleinerung (Kühlung) verwendet werden. Seit einigen Jahren gibt es technisch ausgereifte Phasenraumkühlungssysteme, die im Zusammenhang mit der Akkumulation von Antiprotonen in Speicherringen (Refs. 5,6,7) entwickelt wurden: das Kühlen mit kalten Elektronen und das stochastische Kühlen. Während das stochastische Kühlen bei mehr als 10^8 Teilchen im Ring zu oft unpraktikablen Kühlzeiten ≈ 10 sec führt, ist das Elektronenkühlen schnell genug, um auch größere Ströme in wenigen Sekunden gut zu kühlen. Da die Kühlgeschwindigkeit schneller als die Emittanzvergrößerung durch das Target sein muß, können nur sehr dünne Targets - typischerweise $\approx 0.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ - verwendet werden. Da Festkörperfolien nur bis zu einigen $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (^{12}C) herunter hergestellt werden können und sie

außerdem im Strahl unrealistisch hohe Temperaturen aushalten müßten, sind besondere Targettechniken erforderlich wie z.B. Gasjets oder Fadentargets. Diesem Nachteil, im Speicherringbetrieb auf unhandliche, z.T. noch zu entwickelnde Techniken für dünne Targets angewiesen zu sein, steht der große Vorteil gegenüber, daß damit erstmals auch Atomstrahlen mit polarisierten Teilchen als Targets verwendet werden können.

Da ein physikalisch besonders interessanter Energiebereich für hochauflösende Spektroskopie oberhalb von 100 MeV Einschußenergie liegt (vgl. Abschnitt 4), wurde das hier beschriebene Konzept eines Speicherrings mit Nachbeschleunigung und Kühlung entwickelt. Hochfrequenzstrukturen sollen es ermöglichen, die Teilchenenergie im Ring in weiten Bereichen zu variieren ($E_p = 22 - 500$ MeV) und außerdem die Zeitstruktur des Strahls an das Experiment anzupassen. Um alle Bedingungen erfüllen zu können, wird der Ringumfang nicht unter 100 m liegen, mit zwei geraden Strecken (ca. 20 m) für die Kühlung und den Magnet-spektrographen BIG KARL. Weiterer Platzbedarf entsteht durch Gastarget, Beschleunigungs-, Diagnose-, Injektions- und Spinkorrektur-elemente. Außerdem muß Platz vorgesehen werden für zusätzliche Target- und Experimentierstationen. Einige Experimentvorschläge stellen spezielle Anforderungen: z.B. Speichern von Tritonen und anderen Sekundärteilchen, Erzeugung monochromatischer hoch-energetischer Neutronen, Rückstoßspektroskopie. Richtwerte für den Ring in verschiedenen Betriebsmoden ergeben sich aus folgender Übersicht:

	Rezirkulierer Injektion vom Zyklotron		COSY-Betrieb	
	achrom.	dispersiv	$\sim 10^{11}$ -Teil- chen im Ring	$\sim 10^9$ -Teilchen im Ring
Energie- auflösung $\Delta E/E$:	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	10^{-5}
Luminositäts- verbesserung um den Faktor:	$10^3 - 10^5$	$10 - 10^3$	10^4	10^2
Energie- variabilität:	keine (Injektionsenergie: 22.5 - 45 MeV/N)		<ul style="list-style-type: none"> - Feinvariation der Energie im Bereich $\lesssim 10^{-3}$ mit der Elektronenkanone - Energievariation $\Delta E/E \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$ durch Betatronbeschleunigung - HF-Energievariation um den Faktor 0.5 bis 2.0 	

Die auf Seite 8 folgende Abbildung 1 zeigt die Magnetstruktur des Rings (Lattice) mit 6 Einheitszellen, die jeweils aus zwei Quadrupolen und einem Dipol bestehen. An zwei gegenüberliegenden Seiten ist das Sechseck durch zwei gerade Sektionen erweitert, die mit teleskopischem Strahlengang ausgelegt sind, um für Kühlung und Targetstation geeignete Strahleneigenschaften zu erzeugen. Für die Kühlung ist eine freie Strecke von ca. 9 m vorgesehen mit möglichst parallelem Strahl. In der ersten Ausbaustufe soll die Elektronenkanone variable Energie bis maximal 100 keV zulassen. Damit können Protonen bis 180 MeV gekühlt werden. Später soll eine Elektronenkanone entwickelt werden, die Protonen bis etwa 500 MeV kühlen kann. Das gegenüberliegende Target befindet sich am Ort einer variablen β -Funktion ($\beta = 0.6 - 50$ m) und soll als Gasjet- oder Atomstrahltarget ausgelegt sein. Für hochauflösende Experimente soll an dieser Stelle der Magnetspektrograph BIG KARL betrieben werden. Die Dispersion im Ring ist variabel und kann an die Spektrometerdispersion angepaßt werden, die ihrerseits den experimentellen Anforderungen entsprechend

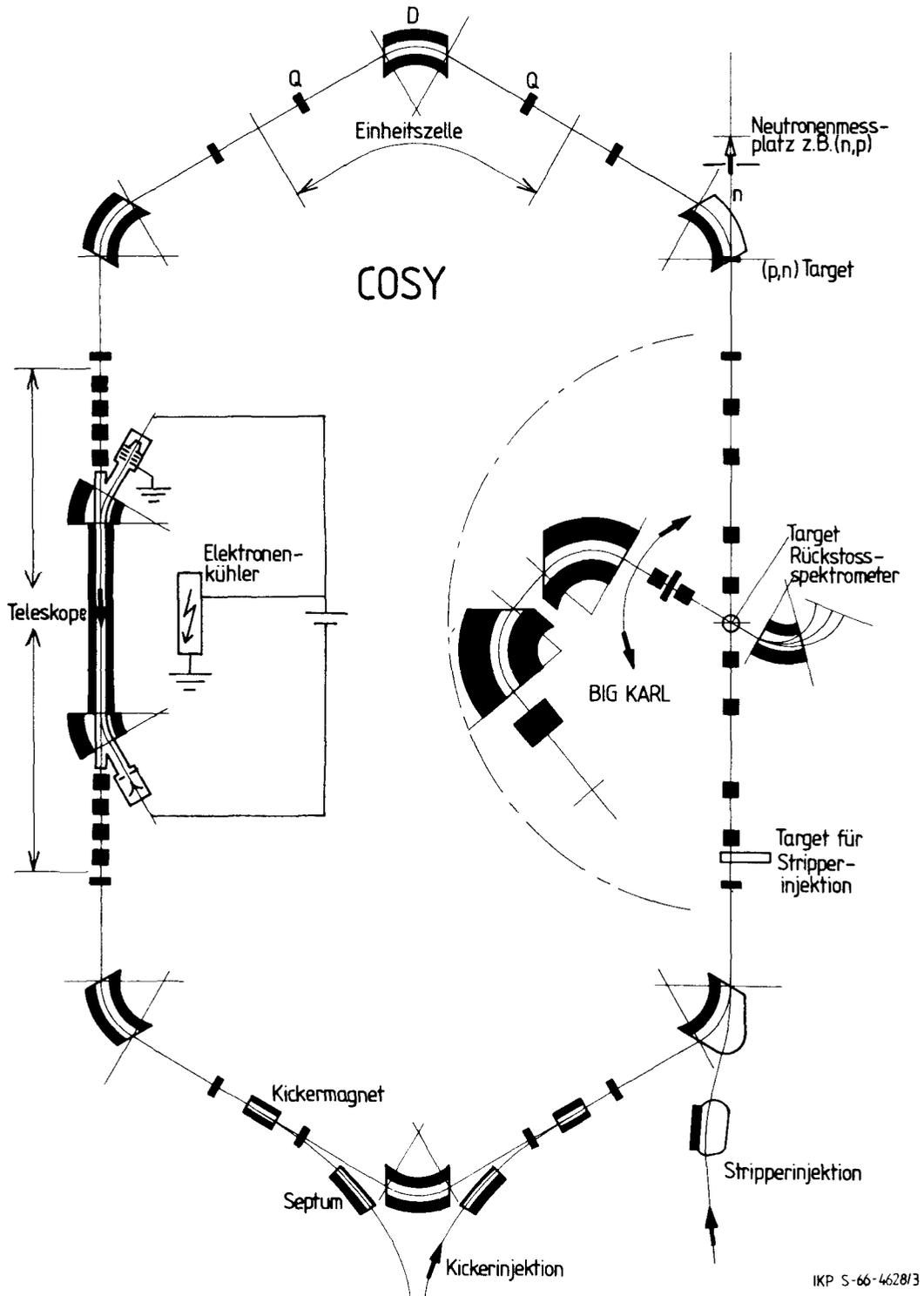


Abb. 1: COSY-Speicherring (schematisch) mit den wichtigsten ionenoptischen Elementen, dem Elektronenkühler, den Injektionselementen und einigen Experimentiereinrichtungen.

verändert werden kann. Diese Dispersionsanpassung ist Voraussetzung bei Experimenten mit höchstmöglicher Auflösung (Ref. 1).

Da die Rückstoßkerne B aus Kernreaktionen $A(a,b)B$ wegen der extrem dünnen Targets ohne störenden Energieverlust gemessen werden können, ist ein Rückstoßspektrometer vorgesehen. Hierfür könnte ein Labormagnet des IKP verwendet werden. Zu erfüllen ist außerdem die Anforderung auch sehr kleine Streuwinkel messen zu können.

Der Ring bietet ausreichend Platz für HF-Beschleunigungsstrukturen, die an Orten kleiner Dispersion installiert werden müssen. Der Frequenzbereich kann um mindestens einen Faktor 2 variiert werden. Während der Beschleunigung muß gewährleistet sein, daß keine Resonanzen den Betrieb beeinträchtigen.

Der Teilcheneinschuß geschieht durch Strippinginjektion oder durch Kicker- und Septummagnete, wie in der Abb. 1 schematisch dargestellt. Wie für die Kickerinjektion angedeutet, kann der Einschuß in beide Umlaufrichtungen vorgesehen werden. Dadurch werden Messungen von extremen Rückwärtswinkeln mit BIG KARL möglich. Hierdurch ergeben sich besondere Anforderungen an den Ring.

In der Abb. 1 sind einige weitere Meßplätze für Targets und monoenergetische Neutronen ausgewiesen, die je nach Experiment im internen Targetbetrieb auch parallel miteinander betrieben werden können. Der Ring bietet weiterhin ausreichend Platz für Elemente zur Strahldiagnose und Strahlsteuerung sowie für Einbauten, die erforderlich sind, um die Spinrichtung polarisierter Teilchen im Ring aufrecht zu erhalten. Einige weitere Eigenschaften des Rings und der Magnete sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Eine langsame Extraktion (≈ 1 sec.) kann vorgesehen werden, um den gekühlten Strahl für spezielle Zwecke extern zur Verfügung zu haben. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß dann die Luminositätsvorteile des internen Target-

betriebs verloren gehen. Im Mittel stehen extern nur einige nA Strom zur Verfügung.

Der schematische Lageplan (Abb. 2) zeigt eine mögliche Anordnung von COSY, die eine Injektion von Teilchen aus dem SNQ-LINAC und dem Zyklotron vorsieht. Da der Ring nicht in dem bestehenden Gebäude untergebracht werden kann, muß eine bauliche Erweiterung vorgenommen werden, die in der Abb. 2 angedeutet ist.

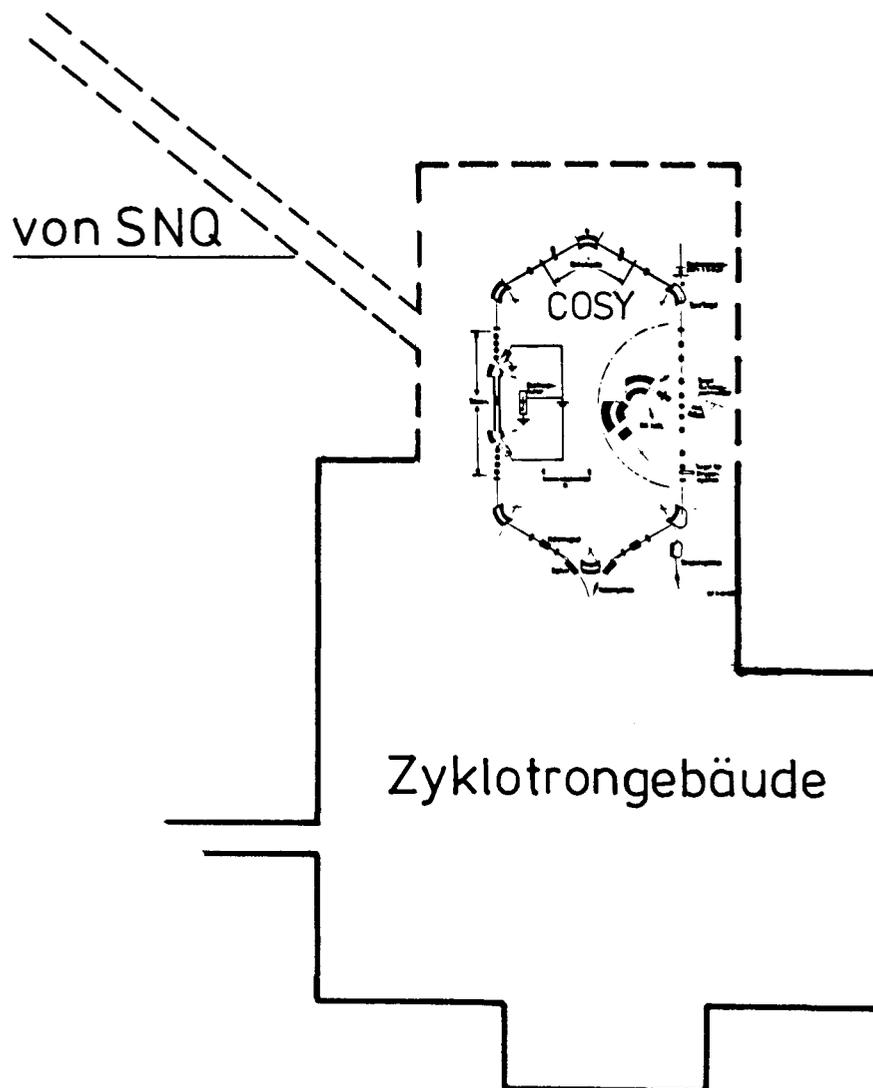


Abb. 2: Lageplan des bestehenden Zyklotrongebäudes und des geplanten COSY-Rings.

6 Einheitszellen der Form: Quadrupol-Dipol-Quadrupol	
2 Teleskope je 10 m Länge (Abbildung mit Vergrößerung +1) in der Kühlstrecke	
2 Teleskope je 10 m Länge (Abbildung mit Vergrößerung +1) in der Targetstrecke	

Umfang:	88.75 m
Dipol-Feld für 500 MeV Protonen ($p = 1.09 \frac{\text{GeV}}{c}$):	1.2 T
Freie Länge für die Cooling-Sektion:	9.0 m
Freie Länge für BIG KARL:	2.25 m
Akzeptanz des Speicherrings:	$\epsilon_x = 110 \pi \text{ mm mrad}$ $\epsilon_y = 110 \pi \text{ mm mrad}$
Emittanz, gekühlt:	$\epsilon_y \approx \epsilon_x = 0.1 \pi \text{ mm mrad}$
Dispersion am Target:	variabel: 2-20 m

Die nachfolgenden Werte gelten für die Dispersion $D = 11 \text{ cm}/\%$

β -Funktionen	β_{Target} :	$\beta_x = 6.6 \text{ m}$ $\beta_y = 5.2 \text{ m}$
	Maxima: $\beta_{\text{horizontal}}$:	$\beta_x = 18.7 \text{ m}$
	β_{vertikal} :	$\beta_y = 5.2 \text{ m}$
Q-Werte	$Q_{\text{horizontal}}$:	3.16
	Q_{vertikal} :	3.95

Tabelle 1: Parameter für das vorläufige COSY-Lattice.

2.2 MAGNETSTRUKTUR DES RINGS

Zur Auslegung des Rings wurde eine Reihe von Latticestudien durchgeführt. Die Ergebnisse für die vorgeschlagene Konfiguration werden in diesem Abschnitt erläutert. Zur numerischen Berechnung steht eine Reihe von Programmen zur Verfügung, die auf S. 13 zusammengestellt sind.

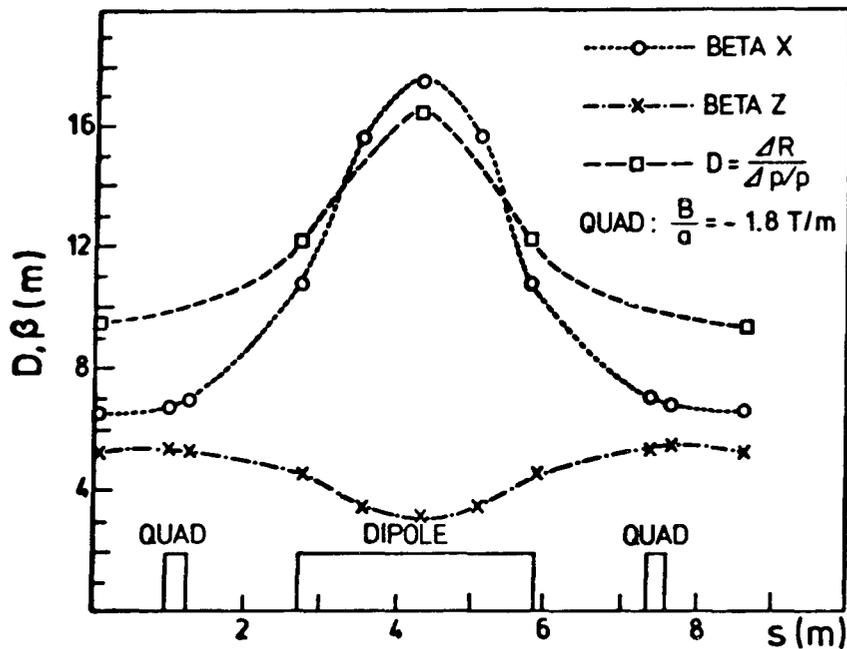


Abb. 3: Betatronfunktionen β und Dispersion D einer Einheitszelle des COSY-Rings.

Zunächst sind in Abb. 3 die charakteristischen Funktionen des COSY-Rings graphisch dargestellt. Die Einheitszellen erfüllen folgende Anforderungen:

- Kleiner Laslett-Tuneshift (Ref. 18) um weniger empfindlich gegenüber Raumladungseffekten zu sein und um viele Teilchen in den Ring zu bekommen ($3 \cdot 10^{11}$ Teilchen für $\Delta Q = 0.1$).
- Die zwei geraden Sektionen sind für den Ring "unsichtbar", d.h. diese Sektionen sind Einheitsteleskope.
- Im Targetbereich des Magnetspektrographen BIG KARL besteht die gerade Sektion aus zwei Teleskopen, eine vor und eine hinter dem Target.

- Am Targetort kann die β -Funktion um einen Faktor 9 größer oder kleiner variiert werden. Dadurch kann am Targetort $\beta = 0.6$ m sein oder $\beta = 50$ m für spezielle Experimente, z.B. mit dünnen Fadentargets, die nur von einem sehr kleinen Teil des Strahls getroffen werden dürfen, um nicht zu verglühen.
- Die Dispersion D am Targetort kann ebenfalls mit den Teleskopen eingestellt werden ($2 \text{ m} \leq D \leq 20 \text{ m}$).
- Das Lattice sollte bezüglich der Magnettechnik möglichst einfach sein, d.h. z.B. homogene Felder in den Dipolmagneten, getrennte Funktionen.
- Einige Magnete sollten vom C-Typ sein, z.B. für die Injektion, um Neutronenstrahlen extrahieren zu können und für 0^0 -Experimente.

Rechenprogramme

AGS (Ref. 8) - das Synchrotron Designprogramm aus dem CERN.

MAD (Ref. 9) - "Methodical ACCELERATOR Design" - das am CERN von C. Iselin entwickelte Designprogramm. Damit können Beschleuniger ausgelegt werden. Verbindungen zu anderen Programmen sind gegeben.

TRANSPORT (Ref. 10) - Designprogramm für lineare Ionenstrahloptik. Das Programm wurde im IKP modifiziert für interaktive Benutzung und für Speicherringstudien. Es berücksichtigt Raumladungseffekte (Ref. 11) und Beschleunigungsmatrizen erster Ordnung (Ref. 12).

RAYTRACING (Ref. 13) - die Bahngleichungen von geladenen Teilchen im magnetischen Feld werden explizit integriert. TRANSPORT-Matrixelemente werden berechnet. Raumladungseffekte werden nicht berücksichtigt. Teilcentracking für Vielteilchenprobleme ist sehr zeitaufwendig (ca. 50 nsec/m·Teilchen) aber für Speicherringe notwendig.

TURTLE (Ref. 14) ist ein Vielteilchenprogramm. Es berechnet Teilchenverteilungen im 6-dimensionalen TRANSPORT-Phasenraum.

HARMON (Ref. 15) liefert die harmonische Analyse für das Feld, das ein Teilchen durchläuft. Hiermit können nicht-lineare Phänomene untersucht werden (Refs. 16, 17).

Zur Beschreibung des Arbeitspunktes dieses Ringes werden die folgenden charakteristischen Größen zu untersuchen sein:

- Phasenvorschub μ (Tune-shift) pro Einheitszelle
- Anzahl Q der Betatronoszillationen pro Umlauf
- Maximale Teilchenanzahl im Ring
- Anforderungen an Korrektur Elemente und die Stabilität der Komponenten

Der Ring besteht aus 6 identischen Einheitszellen und den beiden Geraden am Target und in der Kühlsektion. Die Optik des gesamten Ringes ist wesentlich durch die Gestalt der einzelnen Zelle bedingt. Die Periode der Amplitude (β) der Betatronoszillation ist die Länge der Zelle (h).

Die charakteristischen Funktionen zur Beschreibung der Bewegung im Ring sind die Betatronamplituden β_x , β_z , welche die Strahlausdehnung beschreiben, sowie die Twiss Parameter α_x , α_z bzw. γ_x , γ_z (ausführliche Darstellung im Anhang).

Die Betatronamplitude β ist in Abb. 3 für eine Zelle dargestellt. Die Stärke der Quadrupole wurde so gewählt, daß am Target eine Impulsdispersion von 20 m erreicht wurde. Die Betatronoszillation, die Akzeptanz des Ringes sowie die Dispersion am Target sind wesentlich von der Wahl des Arbeitspunktes, d.h. von der Stärke der Quadrupolgradienten abhängig.

Abb. 4 zeigt die Dispersion beginnend am Target ($s = 0$) als Funktion der Position s entlang des Ringumfangs. Die Transformationen der optischen Eigenschaften vom Ende der Einheitszelle ($\beta_0 D_0$) auf das Target ($\beta_T D_T$) geschieht durch ein Teleskop mit der Stärke $1/M$. Die Betatronamplitude transformiert sich folgendermaßen:

$$\beta_T = M^2 \cdot \beta_0 \quad .$$

Die Dispersion wird transformiert wie

$$D_T = M \cdot D_0 \quad .$$

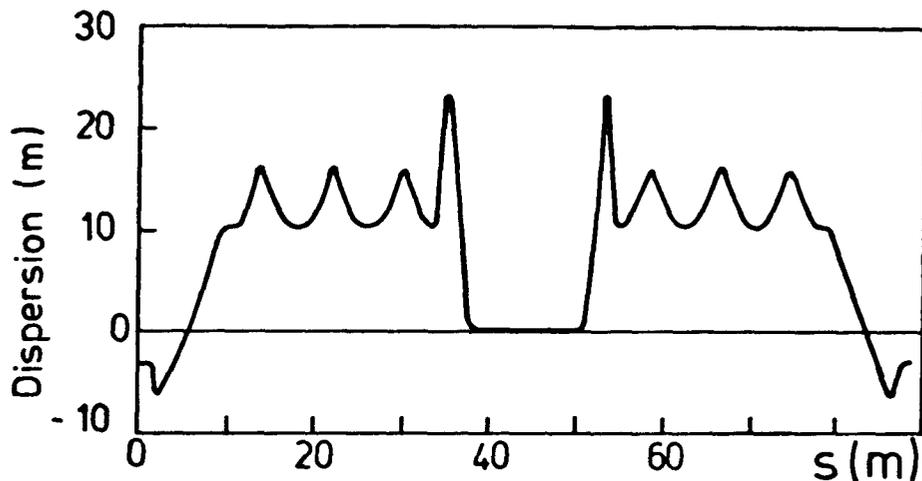


Abb. 4: Dispersion im COSY für einen Umlauf beginnend am Target.

Die Größe M kann im vorliegenden Entwurf zwischen 0.3 und 3.5 variiert werden. Bei Variation der Teleskopstärke ergibt sich für β ein Variationsbereich von 0.5 bis 50 m und für D von 1 bis 10 m für $M = 0.3$. Abb. 5 zeigt, daß D_0 über einen Bereich von 2 bis 9 m durch Variation der Quadrupolstärke in der Einheitszelle variiert werden kann. Damit kann bei Variation von M im Teleskop zwischen 0.3 und 3 ein sehr weiter Variationsbereich der Strahleigenschaften am Target erreicht werden.

Der Arbeitspunkt im Diagramm der Betatronoszillationen schränkt die kontinuierliche Variation der Eigenschaften am Target ein, weil Resonanzen und Feldfehler vermieden werden müssen. Das Diagramm der radialen und axialen Betatronoszillationszahlen Q_x und Q_z ist in Abb. 5 dargestellt. Wenn sowohl für die Targetstrecke als auch für die Kühlstrecke der Phasenvorschub $\delta = 2\pi$ ist, dann ist δ für einen Umlauf

$$\delta_{x,z} = 6 \cdot \mu_{x,z} + 4\pi$$

mit μ = Phasenvorschub pro Einheitszelle.

Die Betatronoszillationszahlen sind

$$Q_{x,z} = \frac{\delta_{x,z}}{2\pi}$$

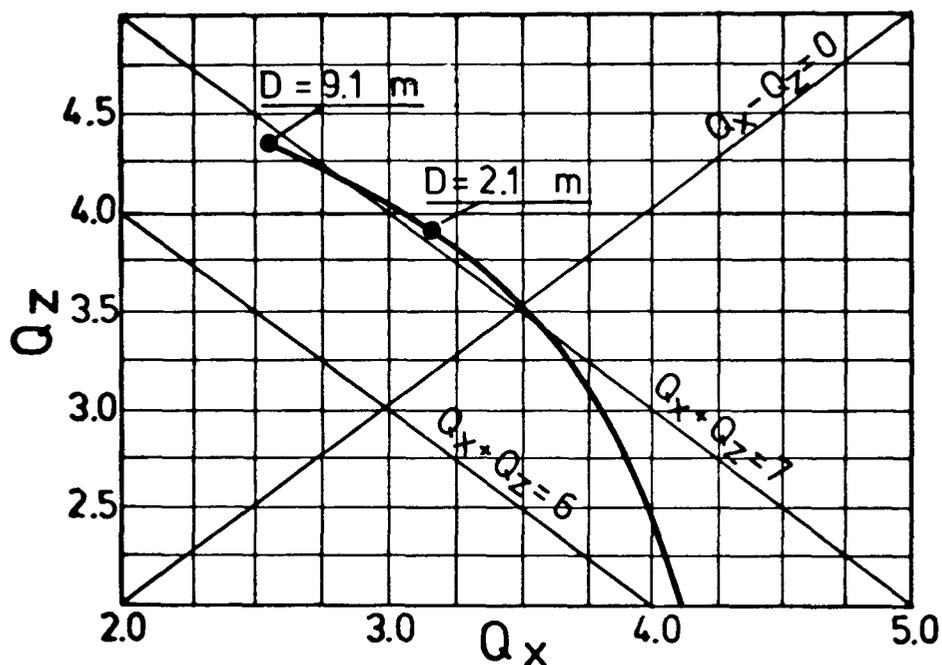


Abb. 5: Radiale (Q_x) und axiale (Q_z) Zahl der Betatronoszillationen im COSY-Ring. Die dicke Kurve beschreibt die Verschiebung des Arbeitspunktes für verschiedene Quadrupoleinstellungen (d.h. verschiedene Dispersionen am Target). Die eingetragenen Gitterlinien charakterisieren einige zu vermeidende Resonanzen.

In Abb. 5 sind einige der zu vermeidenden Resonanzen (Stoppbänder) durch Magnetfeldstörungen als Gitter eingetragen, außerdem eine einfache Differenz- ($Q_x - Q_z = 0$) und zwei Summenresonanzen ($Q_x + Q_z = 6$ bzw. 7). Aus dem Bild kann man sehen, daß für die angegebenen Arbeitspunkte aufgrund von Targeteffekten, Raumladungseffekten und Feldfehlern zustande kommenden Phasenverbreiterungen ΔQ kleiner als 0.1 sein müssen, um die Anregung dicht liegender Stoppbänder zu vermeiden.

Hieraus ergibt sich eine Anforderung an die Genauigkeit zur Messung der Phase von $\Delta Q \leq 0.01$.

2.3 BETRIEBSMODEN

Der Ring kann, je nach Ausbaustadium und Experimentanforderung, in verschiedener Weise betrieben werden, nämlich

- a) als Rezirkulierer
- b) als Strahlkühler
- c) mit Energievariation
- d) mit externem Strahl .

Diese einzelnen Betriebsmoden werden im folgenden in der angegebenen Reihenfolge diskutiert.

a) Rezirkuliermode

Im Rezirkuliermode (Ref. 20) wird am Targetort in einen Ring die Brillianz $B = I/\epsilon$ eines Injektionsstrahls mit dem Strom I und der Emittanz ϵ je nach Experiment um den Faktor $10 - 10^5$ erhöht. Diese Erhöhung kommt durch die Anzahl der Umläufe im Ring zustande. Um den Rezirkuliermode effektiv betreiben zu können, sind folgende Voraussetzungen zu erfüllen:

- Der mittlere Energieverlust im Target muß durch HF-Beschleunigung kompensiert werden.
- Die Ringdispersion am Targetort muß an die Spektrometerdispersion angepaßt sein (Ref. 1), um Auflösungsverschlechterungen zu vermeiden, die ohne Dispersionsanpassung durch Emittanzvergrößerungen im Target ($50 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) bewirkt würden.
- Geeignete Blenden im Ring müssen sicherstellen, daß Teilchen mit zu großem Emittanzwachstum aus dem Ring entfernt werden.

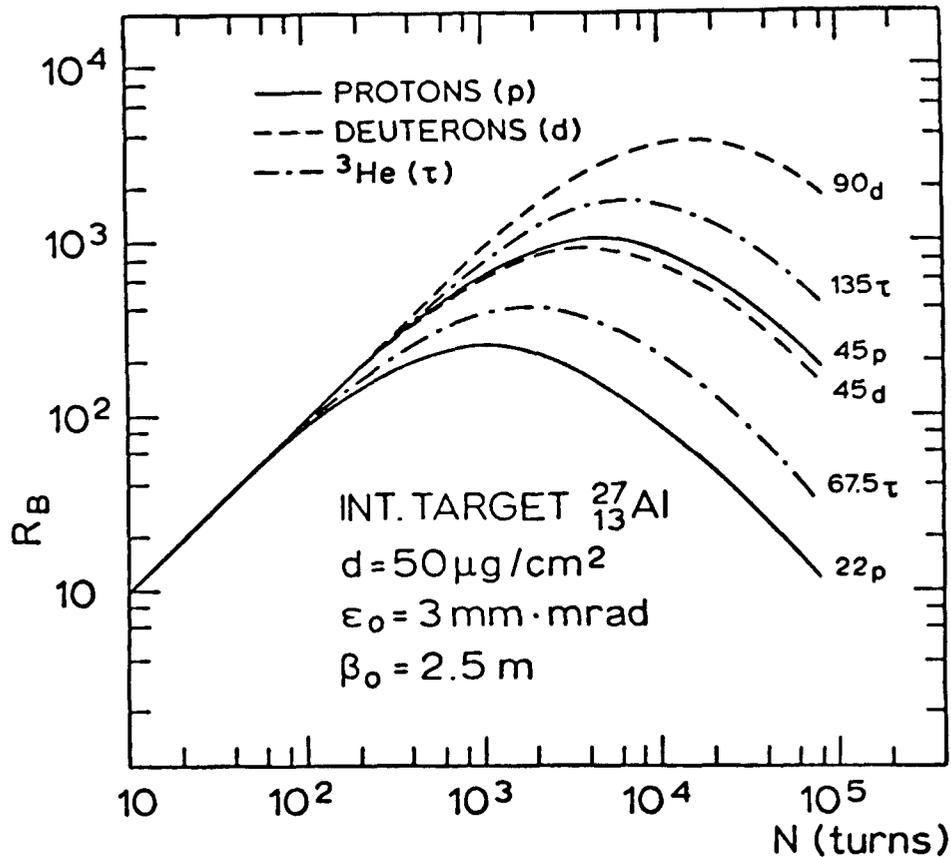


Abb. 6: Relative Luminosität R_B im Rezirkuliermode als Funktion der Umlaufzahl N für verschiedene Teilchen und Energien (Scharparameter in MeV).

Zur Veranschaulichung sind in Abb. 6 Beispiele aus Ref. 20 aufgeführt. Die relative Brillianz $R_B = B_N/B_0$, das ist die Brillianz nach N Umläufen dividiert durch die Anfangsbrillanz B_0 , ist als Funktion der Umläufe N aufgetragen. Angenommen wird bei jedem Umlauf ein erneuter Einschub mit der Emittanz ϵ_0 durch Nicht-Liouville-Injektion. Bei diesem Einschub wird durch Elektronenstripping (z.B. ${}^3\text{He}^+ \rightarrow {}^3\text{He}^{++}$) oder Coulombexplosion ($\text{H}_2^+ \rightarrow \text{p}+\text{p}$) am Target erreicht, daß in dasselbe Phasenvolumen bis zur Raumladungsgrenze Teilchen gestapelt werden können. Dieses Stapeln ("Stacking") ist bei Teilchen, die keine Einzelprozesse durchlaufen (oft "Liouville-teilchen" genannt) durch den Liouville-Satz vom Erhalt des Phasenvolumens nicht möglich. Wie aus Abb. 6 hervorgeht, nimmt die relative Brillianz R_0 zunächst linear mit der Umlaufzahl N zu und

erreicht für ein ^{27}Al Target bei $N_{\text{max}} = 10^3$ bis 10^4 ein Maximum mit $R_0 = 10^2 - 5 \cdot 10^3$ je nach Energie und Teilchenart. Das Maximum und der Abfall für $N > N_{\text{max}}$ entsteht durch das schnelle Anwachsen der Emittanz. Im Maximum ist die Emittanz um den Faktor 2 angewachsen. Für größere (kleinere) Ordnungszahlen Z des Targets werden die Maxima kleiner (größer). Für dickere Targets ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sind die Maxima von R_B ebenfalls größer, so daß es durchaus realistisch erscheint, Brillianzerhöhungen von 10^5 zu erreichen. Für Liouvillepartikel muß mit Phasenraumstacking (siehe Stichwort: Kicker-Injektion) gearbeitet werden. Die Begrenzung der Anzahl der Teilchen im Ring ist durch das Verhältnis von Ringakzeptanz zur Einschußemittanz gegeben. Daher sind im Vergleich zur Strippinginjektion eine bessere Qualität des Zyklotronstrahls und höhere apparative Anforderungen an das Injektionssystem und den Ring notwendig.

Im Rezirkuliermode werden verhältnismäßig dicke Targets ($50 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) verwendet (Abb. 7, B_1). Der Energieverlust im Target muß ausgeglichen werden. Die Anzahl der im Ring gespeicherten Umläufe beträgt typischerweise 10^3 , das entspricht grob 1 ms Strahl im Ring. Da die Zeitstruktur des Strahls während dieser Zeit erhalten bleibt, kann der Energieverlust durch eine HF-Struktur ausgeglichen werden, die zu den injizierten Strahlpulsen synchronisiert ist. Die Dispersion des Magnetspektrometers BIG KARL und die Ringdispersion am Targetort müssen angepaßt sein.

Die Teilchen, die aufgrund des Emittanzwachstums im Target aus der Ringakzeptanz herausfallen, werden mit Hilfe von Abschälleisen gestoppt.

Folgende Aspekte des Rezirkuliermodes sind im Zusammenhang mit COSY von Interesse:

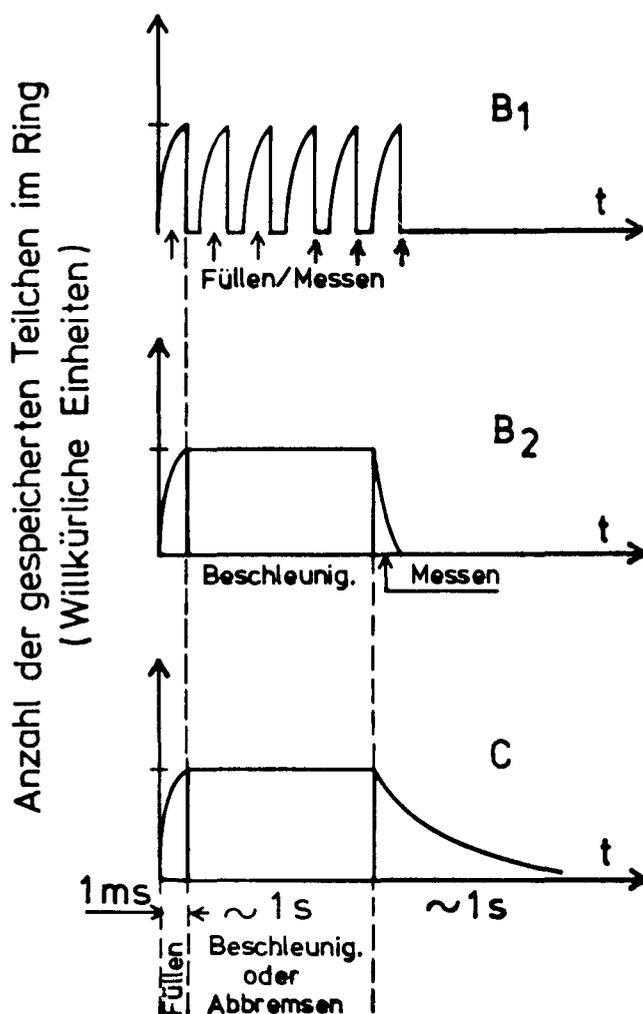


Abb. 7: Schematischer Verlauf von Experimenten im Re-zirkuliermode (B₁, B₂) und im Betriebsmode mit externem Strahl (C). Beschreibung s. Text.

- Gute Füllfaktoren bis zu 10^5 bei Strippinginjektion.
- Verwendung von gekühlten energiescharfen Strahlen im hohen Energiebereich, wo Elektronenkühlen durch die Auslegung oder grundsätzlich bedingt nicht anwendbar ist (Abb. 7, B₂).
- Meßmode für interne Targets ohne Kühlen, bessere Ausnutzung seltener exotischer Strahlen.
- Meßmode für konventionelle Targets, die für den internen Targetmode zu dick sind.

b) Kühler-Modus

Eine Verbesserung der Brillianz über die Möglichkeiten des oben beschriebenen Rezirkulierbetriebs hinaus kann nur durch geeignete Phasenraumkühlung (Cooling) erreicht werden. Prinzipielle Methoden (außer Laser cooling, siehe dazu Ref.21) wurden von Skrinsky und Parkhomchuk (Ref. 22) erörtert. Technisch erprobt und für unsere Kühlerzwecke geeignet sind zur Zeit zwei Verfahren: das Kühlen mit Elektronen und das stochastische Kühlen.

Beim **E l e k t r o n e n - K ü h l e n** (Refs. 5,6,7) wird ein kalter Elektronenstrahl mit den zu kühlenden Protonen bei gleicher Geschwindigkeit ($v_e = v_p$) in Kontakt gebracht. Das geschieht mit Hilfe eines 4-8 A starken Elektronenstrahls, der in einem longitudinalen Magnetfeld (Solenoid) von ≈ 1 kG über mehrere Meter parallel zum zirkulierenden Protonenstrahl geführt wird. Die Elektronen werden dann wieder ausgelenkt, elektrostatisch abgebremst und im Kollektor aufgefangen.

Beim **s t o c h a s t i s c h e n K ü h l e n** (Ref. 23) wird in einer pick-up Struktur beim Passieren eines Teilchenpulses ein Korrektursignal erzeugt. Dieses Signal wird weiter vorwärts im Ring zur Phasenraumkorrektur verwendet.

In Tab. 2 sind die wichtigsten Eigenschaften der beiden Kühlverfahren verglichen. Daraus ergibt sich, daß für mehr als $N = 10^9$ Teilchen im Ring nur das Elektronenkühlen bei nicht zu großer Anfangsemittanz ϵ_x, ϵ_z in der als akzeptabel betrachteten Größenordnung von wenigen Sekunden liegt. Wird das Speichern von weniger als 10^9 Teilchen angestrebt, so kann das stochastische Kühlen besonders bei großer Anfangsemittanz mit in Betracht gezogen werden, insbesondere wenn es gelingt, die Verstärkerbandbreite von bisher 200 - 700 MHz auf 2 - 10 GHz zu steigern. Dadurch würde das stochastische Kühlen um einen Faktor 10 schneller werden. Bedenkt man, daß das stochastische Kühlen bei zu-

ϵ_x	120	60	30	15	7	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
ϵ_z	80	40	20	10	5	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
$\Delta p/p$	6	3	1.5	0.75	0.37	%
* τ_e	360	100	30	10	3	sec
τ_s	55	30	45	90	180	sec

Tabelle 2: Vergleich der Kühlzeitkonstante für e-Kühlen (τ_e) und für stochastisches Kühlen (τ_s) für $N = 10^9$ Teilchen im LEAR-Ring (Ref. 24).

nächst schlechten Strahlqualitäten relativ schnell ist, wo das Elektronen-Kühlen noch sehr langsam ist, so kann sich herausstellen, daß eine Kombination beider Kühlarten die beste Lösung für viele Kühlprobleme ist. Daher sollte der Ring Platz für den Einbau von Komponenten für das stochastische Kühlen aufweisen.

Für COSY ist zunächst ein Elektronenkühler mit variabler Elektronenenergie bis etwa 100 keV vorgesehen. Das entspricht einem Energiebereich für Protonen bis maximal 180 MeV. Um schnelles longitudinales Kühlen zu erhalten, muß die Kühlstrecke mit einem Solenoid (longitudinales Magnetfeld: ≈ 1 kG, radiale Toleranzen $\Delta B/B \approx 10^{-4}$) umgeben sein. Die Kühlzeit ist abhängig von der Teilchenzahl und für 10^9 Teilchen im Ring beträgt sie wenige Sekunden. Dabei wird eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ erreicht. Die Elektronenkanone gestattet langsames Durchfahren der Energie ($\lesssim 1$ MeV/sec) für Anregungsfunktionen und zum Messen von Schwellenenergien. Die absolute Strahlenergie kann über die Elektronenenergie sehr genau bestimmt werden.

Die maximale Targetdicke ist gegeben durch die Gleichgewichtsbedingung, die fordert, daß Strahlaufweitung durch Target und Restgas durch den Kühler gerade kompensiert wird. Daraus ergibt sich, daß typische Targetdicken $< 1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ not-

*Die absoluten Werte können bei geeigneten Kühler- und Ringparametern verbessert werden (Ref. 31). Die relativen Werte bleiben jedoch erhalten.

wendig sind. Wegen des umlaufenden Stroms (interner Mode) ist die Luminosität (\approx Strahlstrom \cdot Targetdicke) dennoch groß. Dadurch werden Gasjets und Atomstrahlen (z.B. polarisierter Teilchen) als Target möglich, womit sich neue Experimentiermöglichkeiten eröffnen.

Bisher wurden experimentell nur Protonen gekühlt. Aus den Ergebnissen haben Möhl und Kilian (Ref. 25) Abschätzungen zum Kühlen von schweren Ionen extrapoliert, die in Tabelle 3 für einige Beispiele gezeigt sind. Daraus ergibt sich,

zu kühlendes Teilchen	Ladung	Kühlendes Teilchen	τ (s)	τ_R (s)	$\frac{\tau_R}{\tau}$
^1H	1	e	1	10^5	10^5
		p	950	-	
^{20}Ne	1	e	20	10^5	$5 \cdot 10^3$
		p	$1.9 \cdot 10^4$	-	
	10	e	0.25	580	$2.3 \cdot 10^3$
		p	120	-	
^{238}U	1	e	238	10^5	$4.2 \cdot 10^2$
		p	$2.2 \cdot 10^5$	-	
	92	e	0.04	4	10^2
		p	29	-	

Tabelle 3: Vergleich der Kühlzeiten τ und Rekombinationszeiten τ_R .

daß auch das Kühlen von Projektilen schwerer als Protonen möglich ist. Diese technologisch sehr interessanten Fragen könnten mit dem COSY-Ring untersucht werden. Das Isochronzyklotron kann voraussichtlich nach der Inbetriebnahme der externen Injektion und dem Endausbau der ECR-Ionenquelle (Projekt ISIS) die in der Tabelle 4 angegebenen leichten Schwerionen mit Strömen ≥ 10 pA liefern. Bei Zyklotronbetrieb im 9ω -Mode ständen für die gleichen Teilchenmassen alle

Ion	Z/A	max. Energie pro Nukleon (MeV)	max. Teilchen- energie (MeV)
$^{12}\text{C}^{4+}$	0.333	22.5	270
$^{12}\text{C}^{5+}$	0.417	31.3	375
$^{12}\text{C}^{6+}$	0.500	45.0	540
$^{14}\text{N}^{5+}$	0.357	22.9	321
$^{14}\text{N}^{6+}$	0.429	33.1	463
$^{14}\text{N}^{7+}$	0.500	45.0	630
$^{16}\text{O}^{6+}$	0.375	25.3	405
$^{16}\text{O}^{7+}$	0.438	34.5	552
$^{16}\text{O}^{8+}$	0.500	45.0	720
$^{20}\text{Ne}^{7+}$	0.350	22.5	450
$^{20}\text{Ne}^{8+}$	0.400	28.8	576
$^{20}\text{Ne}^{9+}$	0.450	36.5	730

Tabelle 4: Ionensorten und ihre maximale Energie am Zyklotronausgang, für die Teilchenströme > 10 pA erwartet werden können.

atomaren Ladungszustände Z bis herunter zu $Z/A \geq 1/9$ mit Energien zwischen 2.5 und 5 MeV pro Nukleon zur Verfügung.

c) Nachbeschleunigung und Energievariation

Die im COSY-Ring erreichbaren Energien für Teilchenstrahlen hoher Auflösung sollten auf den maximalen K -Wert des Magnetspektrographen BIG KARL ($K_{\text{max}} = 540$) abgestimmt sein.

Teilchen sollen vom Zyklotron JULIC oder vom geplanten SNQ-LINAC in den Ring injiziert werden. Der SNQ-LINAC soll Protonenenergien zwischen 100 MeV und 1 GeV liefern. Vom Zyklotron mit dem axialen Einschub und einer ECR-Quelle

für leichte Schwerionen können im 3ω -Mode Energien zwischen 22.5 und 45 MeV/Nukleon geliefert werden. Mit dem 6ω - und 9ω -Mode kann der Energiebereich nach unten erweitert werden. Dennoch gibt es Energielücken wegen des begrenzten Frequenzhubs ($1:\sqrt{2}$). Der COSY-Ring soll in der ersten Ausbaustufe Teilchen im ganzen Energiebereich bis $K = 540$ speichern und beschleunigen. Im einzelnen ergeben sich folgende Anforderungen, die das Hochfrequenzsystem erfüllen muß:

Sehr kleine Energievariationen ($\Delta E/E \lesssim 10^{-3}$) durch langsames Verändern der Elektronenenergie. In dieser Betriebsart werden die Magnete konstant gehalten. Am Targetort müssen die Dispersion von Spektrometer und Ring mit umgekehrtem Vorzeichen angepaßt sein. Die Energien weichen nicht mehr als $\Delta E \approx 10^{-3}$ von der Einschußenergie ab. Abb. 8, A1 veranschaulicht schematisch den Zeitablauf des Experiments.

Kleine Energievariationen ($\Delta E/E \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$) durch Betatron-Beschleunigung nach dem Kühlvorgang (Abb. 8, A2). Bei dieser Betriebsart werden die Magnetfelder des Rings und die Elektronenenergie zusammen so verändert, daß der gekühlte Strahl nicht gestört wird.

Große Energievariationen: Hierfür sollen HF-Strukturen installiert werden, mit denen die injizierten Teilchen beschleunigt oder abgebremst werden können (Abb. 8, A3). Der Frequenzhub der Kavitäten sollte so ausgelegt sein, daß die erreichbaren Energien über den K-Wert von BIG KARL hinausgehen.

Der Frequenzbereich des HF-Systems sollte etwa $0.5 : 1 : 2$ betragen, um Abbremsung und Beschleunigung zu erlauben. Möglicherweise sind dazu zwei verschiedene Kavitäten erforderlich.

Normalerweise wird das Coolersystem nach der Beschleunigung eingeschaltet. Wenn jedoch das Kühlen vor der Beschleunigung durchgeführt wird, muß darauf geachtet werden, daß die Zeitstruktur des Strahls erhalten bleibt (Abb. 8, A4).

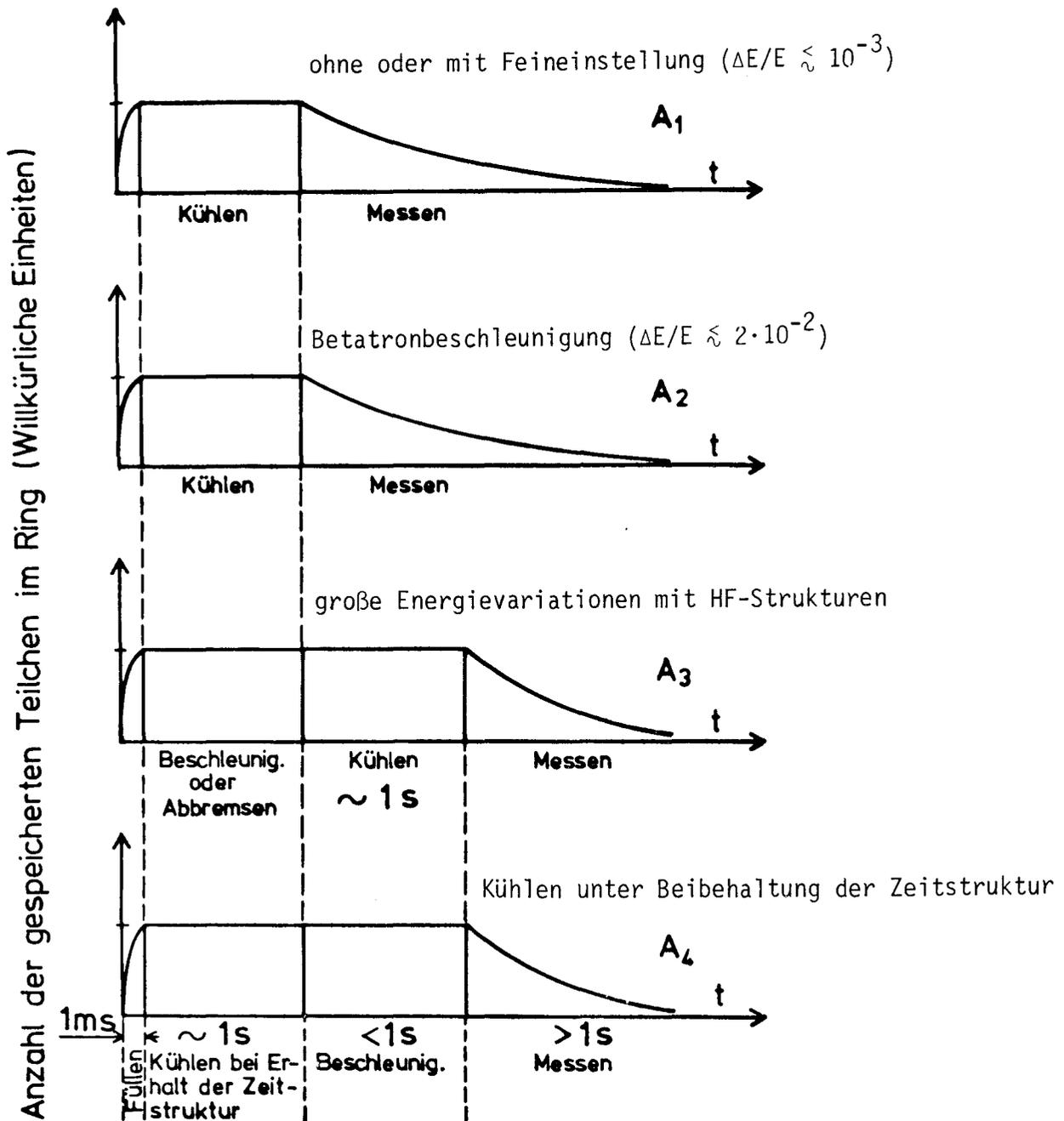


Abb. 8: Schematische Darstellung einiger Betriebsmoden bei der Verwendung des Kühlers im Speicherring. Einzelheiten sind im Text beschrieben.

Geschieht dieses nicht, kann die Bewegung im (E, ϕ) -Phasenraum die Qualität des gekühlten Strahls zerstören und Kühlen nach der Beschleunigung wird notwendig, wie unter d) beschrieben. Das Zyklotron kann kurze Zeitpulse ($\Delta t \approx 4$ nsec) liefern, wodurch die Phasenraumbewegung auf kleine Phasenräume begrenzt werden kann. Dieser Betriebsmode kann möglicherweise gekühlte Strahlen bei hohen Energien liefern, die wegen der notwendigen hohen Elektronenenergien nicht direkt gekühlt werden können. Bei diesen Energien müßte dann im Rezirkuliermode, der oben beschrieben wurde, gemessen werden.

d) Externer Strahl

Externe Strahlen für γ -spektroskopische Experimente mit geringer Strahlintensität können mit Hilfe einer langsamen Extraktion (Ref. 26) zur Verfügung gestellt werden (Abb. 7, C). In diesem Fall kann der vom SNQ-LINAC oder Zyklotron injizierte Strahl im Ring in geeigneter Weise aufbereitet werden.

Zusammenfassend sei festgestellt: die Speicherringenergie kann variiert werden durch Veränderung der Elektronenenergie, durch Betatronbeschleunigung und durch HF-Strukturen. Alle Magnete sollten aus laminiertem Eisen angefertigt sein, um Wirbelstromprobleme im Magneteisen bei Feldvariation in der Zeit von 1 sec und darunter zu vermeiden.

2,4 TECHNISCHES: VAKUUM, DIAGNOSE UND LEITTECHNIK

Um eine möglichst große Lebensdauer des im Ring gespeicherten Strahls zu erreichen, müssen die Verluste durch Coulomb-Streuung und Umladungsprozesse am Restgas möglichst klein gehalten werden. Die starke Energieabhängigkeit der Coulomb-Streuung erfordert deshalb bei etwa 100 MeV/c Protonen einen Restdruck von $1,4 \cdot 10^{-12}$ Torr und bei 1 GeV/c einen Restdruck von 10^{-9} Torr (N_2 äquivalent) (Ref. 27). Unter diesen Bedingungen beträgt die Lebensdauer des gespeicherten Strahles etwa 10^3 s. Für den Einsatz von Gas-Jet Targets sind dabei spezielle vakuumtechnische Vorkehrungen besonders im Bereich der Targetstation erforderlich.

Um den etwa 100 m langen Ring, der aus Strahlrohrstücken von etwa 5 cm Durchmesser sowie aus Vakuumkammern in den Dipolen mit den Maßen von etwa 5 x 20 cm besteht, auf diesem guten Vakuum zu halten, ist folgendes zu beachten:

- a) Der Ring sollte in mindestens 4 voneinander trennbare Vakuumsektionen aufgeteilt sein.
- b) Alle Edelstahlteile müssen vor der Montage bei etwa 1000° C ausgeheizt werden.
- c) Nach dem Zusammenbau muß der Ring bis 350° C ausheizbar sein.

Der UHV-Bereich im Ring soll mit Ionenzerstäuberpumpen erreicht werden, die ein Saugvermögen von 250 ℓ /s haben. Ihre Zahl und Verteilung in der Vakuumkammer muß so bemessen sein, daß ein Saugvermögen von 10 ℓ /s pro Meter Rohr erreicht wird. Die Ionenzerstäuberpumpen können in den Dipolkammern montiert werden, da hier das für die Pumpen benötigte Magnetfeld vorhanden ist. Da die Kammern in den Dipolen eine Breite von 20 cm haben, ist genügend Platz vorhanden, die Pumpen neben dem Strahl zu plazieren. Das Vorvakuum wird durch Roots- und Drehschieberpumpen in jeder Sektion auf 10^{-3} Torr gebracht. Geeignete

te Kryopumpen verringern den Druck auf etwa 10^{-6} Torr bevor die Ionenzerstäuberpumpen das Endvakuum herstellen.

Zur Beurteilung der Strahllage, des Phasenvolumens, des Einflusses von Kühlung, Beschleunigung und Aufheizung durch Target und Restgas - um nur die wichtigsten Faktoren zu nennen - werden konventionelle, vor allem aber auch zerstörungsfrei messende Diagnoseelemente samt der zugehörigen Meßtechnik zu entwickeln sein. Der Aufwand hierfür sowie für die damit verbundene Leittechnik können nach vorsichtiger Schätzung bis zu einem Drittel der Gesamtinvestition des COSY-Rings in Anspruch nehmen. Grundlegend neuartige Technologien werden nicht erforderlich sein, jedoch zeigen Diskussionen z.B. am CERN einen großen Bedarf an Diagnosetechnik zum Verständnis der dynamischen Strahleigenschaften im Ring. Hierbei soll auf den Erfahrungen an existierenden Speicherringen, insbesondere am ISR und am LEAR (CERN) aufgebaut werden.

Die Leittechnik, d.h. die mittelschnelle Steuerung von Magneten, Diagnoseelementen und HF-Strukturen sowie die langsame Regelung von Strahlführungskomponenten kann in der heute üblichen Technik ausgeführt werden (CAMAC, IEEE-488, 8/16 bit μ -Prozessoren). Schnelle Regelungen, soweit erforderlich, werden lokal und analog, in besonderen Fällen vielleicht auch durch schnelle Digitalerschaltungen (bit slice) bewältigt. Diese sollten fest integrierter Bestandteil des Regelsystems und transparent für das übergeordnete Leitsystem sein.

Die Ausführung der Kühlstrecke wird in dieser Studie nicht behandelt. Es ist beabsichtigt, auf den Erfahrungen der LEAR-Gruppe des KfK (Karlsruhe) aufzubauen.

2.5 COSY IM VERGLEICH ZU ANDEREN PROJEKTEN

Der vorgeschlagene Speicherring COSY kann einerseits mit den energievariablen (100 - 1000 MeV) Protonen des geplanten SNQ-LINAC bis zur Raumladungsgrenze gefüllt werden, andererseits aber auch von seiten des Zyklotrons mit allen darin beschleunigbaren Ionen ($E_{\text{ion}} = 22 - 45 \text{ MeV/Nukl.}$, $Z/A \geq 0.33$).

Aufgrund dieser Tatsache muß der Speicherring unter verschiedenen Gesichtspunkten mit zur Zeit bestehenden Anlagen verglichen werden. Mittelenergie Protonenbeschleuniger existieren bei CERN, SIN, Saclay und in Orsay; außerdem sind Beschleunigereinrichtungen mit hoher Protonenenergie im außereuropäischen Ausland vorhanden (Triumpf, Lampf), die für viele Problemstellungen in der Mittelenergiephysik ausreichend sind. Mit COSY wird jedoch eine wesentlich bessere Strahlqualität und höhere Luminosität erreicht. Außerdem fehlen an diesen Anlagen hochauflösende Nachweisgeräte wie zum Beispiel der Jülicher Magnetspektrograph BIG KARL.

Eine gewisse Konkurrenzsituation ergibt sich zu bestehenden oder projektieren Anlagen, die leichte Ionen beschleunigen können. Das Münchener SuSe-Projekt basiert auf einem technisch anspruchsvollem Konzept für ein supraleitendes Zyklotron mit separierten Sektoren. Eine gute Strahlqualität wird in diesem Fall durch Tandeminjektion in Verbindung mit optimaler Ausnutzung der supraleitenden Beschleunigertechnologie angestrebt. Jedoch läßt sich mit einem Speicherring prinzipiell eine höhere Luminosität und eine größere Flexibilität in der Strahlpreparation erreichen.

Weitere Projekte, die auf supraleitenden Kompaktzyklotrons (Orsay) beziehungsweise auf Sektorzyklotrons (ICPR; RCNP beide Japan) basieren, nutzen zur Strahlverbesserung konventionelle Verfahren der Beschleunigertechnologie aus. Dies tun übrigens auch die beiden bereits bei höheren Energien pro Nukleon arbeitenden Anlagen von MSU (USA) und Ganil (Frankreich).

Konkurrenzanlagen im engeren Sinne sind nur die Projekte von Bloomington (Indiana) und der Celsius-Ring in Uppsala. Bei beiden Maschinen ist eine Verbesserung der Strahlqualität durch Elektronen-Kühlung in einem mit HF-Strukturen ausgerüsteten Speicherring geplant. Beim Celsius-Ring handelt es sich um den ehemaligen ICE-Ring vom CERN. Dieser Speicherring wird bis Ende der 80er Jahre am Uppsala Synchrozyklotron installiert sein. Vorgesehen sind Energien bis etwa 1 GeV Protonen und etwa 360 MeV/Nukleon für leichte Ionen.

Die Pläne des IUCF in Bloomington, wo bereits jetzt 200 MeV Protonen aus dem Zyklotron zur Verfügung stehen, sehen eine Erhöhung sowohl der Protonenenergien als auch der Energien für leichte Ionen vor.

Die bisherigen Erfahrungen haben gezeigt, daß die Diskussionen zwischen diesen drei an der Planung eines Kühler-Speicherrings arbeitenden Gruppen zu einer fruchtbaren gegenseitigen Anregung geführt haben. Es zeichnen sich schon heute deutliche Unterschiede in der Schwerpunktsetzung ab, so daß zu erwarten ist, daß sich auch die Forschungsarbeiten gegenseitig ergänzen werden.

3. STRAHLEIGENSCHAFTEN UND EXPERIMENTIERMÖGLICHKEITEN

Eine Übersicht über die wichtigsten Strahleigenschaften wurde bereits auf Seite 4 gegeben. In diesem Abschnitt soll auf einige besondere Strahlarten und auf mögliche Detektoranordnungen hingewiesen werden.

a) Neutronenstrahl

Im Ring kann ein dünnes Neutronenproduktionstarget angebracht werden. Eine mögliche Position ist in Abb. 1 eingezeichnet. Unter Vorwärtswinkeln erhält man einen praktisch monochromatischen Neutronenstrahl variabler Energie- und Zeitstruktur. Durch Beobachtung der Rückstoßkerne aus der Produktionsreaktion lassen sich die Neutronen markieren. Als Produktionstarget eignet sich ${}^7\text{Li}$.

b) Tritiumstrahl

Tritiumstrahlen sind nur an sehr wenigen Laboratorien verfügbar und die maximale verfügbare Tritonenenergie beträgt weltweit nur etwa 30 MeV. Der COSY-Ring bietet die einzigartige Möglichkeit, einen Tritiumstrahl hoher Energien und Intensität ohne Strahlenschutzprobleme bereitzustellen. Dies geschieht mit einem Deuteronenstrahl, der Tritonen nach der Reaktion ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ erzeugt. Das Lithiumtarget wird anstelle der für H_2^+ -Injektion vorgesehenen Stripperfolie positioniert. Die Tritonen werden unter Vorwärtswinkeln eingefangen, gespeichert und nachbeschleunigt.

c) Polarisierte Strahlen

Der COSY-Ring eignet sich auch und insbesondere zum Kühlen und Speichern polarisierter Teilchenstrahlen (\vec{p} , \vec{d} , ${}^6,{}^7\vec{\text{Li}}$, ...) sowie zur Verwendung polarisierter Atomstrahlen als interne Targets. Die Messung von Polarisationsobservablen

erscheint unumgänglich, z.B. zur Realisierung sog. "vollständiger Experimente" in dem angestrebten Energiebereich, zum Test fundamentaler Symmetrien (Paritätserhaltung, Zeitumkehr, Ladungssymmetrie etc.) und in der Nukleon-Kern-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 4).

Es existieren Quellen polarisierter Strahlen mit hohen Strahlströmen, die auch nach Beschleunigung in einem Injektorzyklotron vergleichsweise hohe Intensitäten polarisierter Ionen in den COSY-Ring zu injizieren gestatten. Sowohl im Zyklotron als auch im COSY-Ring wird der Strahl i.a. transversal vertikal polarisiert sein. Für viele Experimente ist es jedoch erforderlich, die Richtung der Polarisation beliebig zur Strahlrichtung einstellen zu können. Dafür kommen i.w. spindrehende Solenoide oder Gruppen von Dipolmagneten ("sibirische Schlange") in Betracht, für die in der Lattice-Struktur von COSY entsprechend Platz benötigt wird. Einzelfragen wie die nach depolarisierenden Resonanzen oder Depolarisation bei der Elektronenkühlung müssen hierzu noch näher untersucht werden, ebenso wie die Möglichkeit, durch Verwendung negativer polarisierter Ionen und Stripping-Injektion wesentlich höhere Phasenraumdichten und damit Luminositäten zu erzielen.

Der besondere Vorteil der Vielfachnutzung des umlaufenden Strahls zwingt zur Verwendung sehr dünner Targets. Hier eröffnet sich aber gerade ein weites Anwendungsgebiet für die vergleichsweise intensitätsschwachen polarisierten Atomstrahlen. Nicht nur ist deren Dichte hoch genug, um (zusammen mit dem gespeicherten Strahl hoher Intensität) ähnliche Luminositäten wie bei konventionellen Anordnungen zu erzielen, sondern es ergeben sich z.B. durch Hochfrequenzübergänge Möglichkeiten der schnellen Vorzeichenumkehr und Richtungsänderung der Polarisation. Dies erhält man zusätzlich zu einer sehr hohen Energieauflösung und der Möglichkeit, neben dem gestreuten auch das Rückstoßteilchen, evtl. in Koinzidenz, zu messen.

Als weitere Möglichkeit ergibt sich die Erzeugung polarisierter Neutronenstrahlen mit hohem Polarisationsgrad und hoher Energieschärfe durch Polarisationstransfer in Vorwärtsrichtung.

d) Spektroskopie mit dem Magnetspektrographen

Für die Untersuchung von Kernreaktionen mit hoher Energieauflösung und großem Raumwinkel hat die Kombination von COSY mit dem Spektrographen BIG KARL besondere Bedeutung. Dadurch wird zunächst der für Reaktionen mit großen Transversalimpulsen interessante Winkelbereich zwischen 20° und 160° unmittelbar erschlossen, wobei beide Umlaufrichtungen des Strahls im Ring angenommen werden. Der große Öffnungswinkel (~ 10 msr) des Spektrographen ist besonders ideal für die Rückwärtswinkel. Der Vorwärts- und Rückwärtswinkelbereich bis zu einem Winkelabstand von ungefähr 10° relativ zum umlaufenden COSY Strahl kann durch einen einfachen Umbau der Quadrupole und des Multipolelementes am Eingang des Spektrographen erreicht werden.

Zur Erschließung des Winkelbereiches 0° - 10° werden zur Zeit verschiedene Lösungen diskutiert. Eine attraktive Möglichkeit besteht darin, die Targetzone in den Bereich eines Dipolmagneten des COSY Ringes zu verlegen und geladene Reaktionsprodukte mit einer kleinen und kompakten Magnetanordnung zu spektroskopieren. Wegen des starken Vorwärtsanstiegs der Wirkungsquerschnitte kann man hierbei auf einen großen Öffnungswinkel verzichten. Eine andere Möglichkeit besteht darin, für die extremen Vorwärtswinkel den Abstand des Targets zum Spektrographen zu vergrößern und die Ejektile mit Hilfe von Septumsmagneten und einer speziellen Strahlführung vom direkten Strahl zu trennen. Damit könnte man den Winkelbereich bis zu einem Winkelabstand von ca. 2° zum direkten Strahl erweitern.

e) Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren

Messungen unter ganz kleinen Streuwinkeln können auch durch Halbleiterdetektoren ermöglicht werden. Unter der Annahme, daß der Strahlfleck auf dem Target einen Durchmesser von 0.3 mm hat und die Streukammer einen Radius von 100 cm besitzt, ergibt sich folgende Möglichkeit für die Anordnung von Detektoren im Streukammervakuum: Der erste ΔE -Detektor eines Detektor-Stapels aus hochreinem Germanium erhält eine ortsempfindliche Struktur (Ringe) entsprechend der Abb. 9 und ist in einem Abstand von 75 cm vom Target montiert. Die Mitten der Ringe, die mit einzelnen Verstärkerkanälen verbunden sind, liegen dann auf 0.5° , 1.0° und 1.5° . Ihre Flächen entsprechen Akzeptanzen von 0.14 msr, 0.41 msr und 0.65 msr. Aufgrund heutiger Technologien ist sogar eine feinere Ring-Struktur möglich, bis hin zu einer Periodizität von 0.02° .

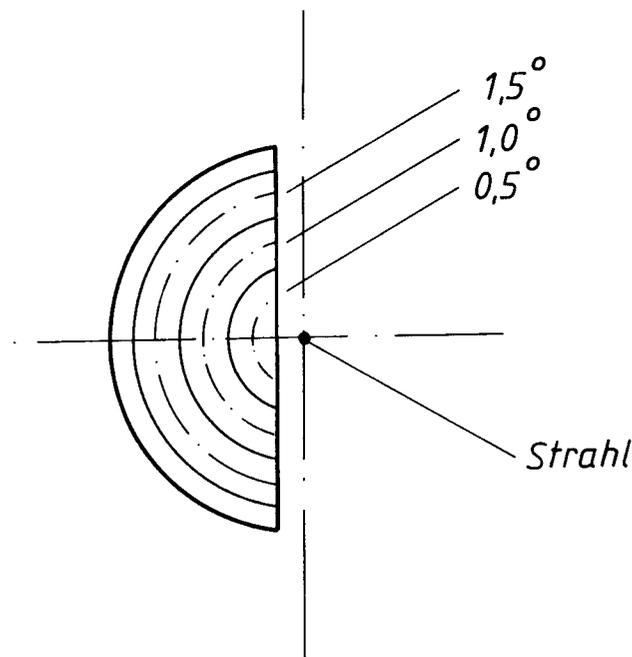


Abb. 9: Detektoranordnung für Messung unter kleinen Streuwinkeln (Maßstab 1 : 1).

Die Montage des Detektor-Stapels läßt sich mit geringem Aufwand so ausführen, daß der Abstand zum Target variabel bleibt. Ein Abstand von 25 cm vergrößert beispielsweise den Winkelbereich auf ca. 5.7° . Jeder Detektor des Stapels könnte in Dicken zwischen 1 und 16 mm als Transmissions-Detektor hergestellt werden, und zwar mit empfindlichen Flächen bis zu einem Radius von ca. 25 mm.

Die Gesamtdicke des Detektor-Stapels könnte bis zu 100 mm Ge betragen, entsprechend den Reichweiten von 230 MeV Protonen bzw. 900 MeV α -Teilchen. Die Energie eines abgestoppten Teilchens läßt sich durch die analoge Summe der Vorverstärkersignale bestimmen. Die Verarbeitung der einzelnen ΔE -Signale ermöglicht eine Teilchenidentifizierung und die Eliminierung von Ereignissen, die durch Kernreaktionen oder Vielfachstreuungen im Detektor zustandekommen.

Da die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren bei höheren Energien aufgrund verschiedener Effekte nicht mehr gleich 1 zu setzen ist, müßte sie in jedem einzelnen Fall bestimmt werden. Die zu erwartende Energieauflösung sollte besser als 10^{-3} sein für Zählraten bis zu einigen kHz. Bei höheren Zählraten ist mit einer Abnahme der Auflösung je nach Art des Spektrums und dem Typ bzw. den Parametern der eingesetzten Elektronik zu rechnen.

Falls die Coulombstreuung bei sehr kleinen Vorwärtswinkeln zu extrem hohen Zählraten und auch zu starken Strahlenschäden in den Detektoren führen sollte, besteht die Möglichkeit, die Detektoren in der strahlnahen Zone mit halbkreisförmigen Ausschnitten zu versehen. Die Verwendbarkeit von Halbleiterdetektoren wird durch Strahlenschäden begrenzt, deren Ausmaß von der Teilchenart und ihrer Energie abhängt. Für höhere Teilchenenergien sind wenig zuverlässige Daten bekannt, die ohnehin nicht ohne weiteres auf ein praktisches Experiment zu übertragen sind. Entsprechend der an vielen Stellen und auch in Jülich gewonnenen Erfahrung lassen sich jedoch Strahlenschäden bis zu einem gewissen Grade mehrmals durch Tempern ausheilen.

4. P H Y S I K A N C O S Y

4.1 PRINZIPIELLES

Der COSY-Ring eröffnet ein weites Feld für neuartige Präzisionsexperimente in der Kernphysik. Diese Studie beschränkt sich auf die Darstellung der allgemeinen physikalischen Gesichtspunkte. Die Experimente an der Kombination COSY-BIG KARL werden in der Regel keine aufwendigen Zusatzeinrichtungen erfordern.

Wie im vorangegangenen Abschnitt geschildert, stehen an COSY Strahlen mit einer ungewöhnlichen Kombination von Eigenschaften zur Verfügung. Hierzu gehören: der Energiebereich, extreme Strahlqualität und Energieschärfe, Energievariation in feinsten Schritten, hohe effektive Stromstärke, gutes Tastverhältnis für Koinzidenzexperimente sowie verschiedene, insbesondere auch polarisierte Projektile. Welche neuen Einblicke in das Gefüge und die Dynamik der Atomkerne werden die Experimente an einem solchen Gerät erlauben? Die Antwort auf diese Frage ergibt sich aus einer Betrachtung der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und der Reaktionsdynamik.

Strukturuntersuchungen an Kernen lassen sich am besten dann durchführen, wenn die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern bekannt ist und wenn die Reaktion möglichst einfach abläuft. Beide Bedingungen können im Energiebereich von COSY in ganz anderer Weise erfüllt werden als bei den herkömmlichen für Kernstrukturuntersuchungen verwendeten Energien unterhalb 100 MeV/Nukleon. Wie im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird, ist die Wechselwirkung zwischen Projektil und gestoßenem Nukleon energieabhängig (Fig. 10). Der Stoßprozeß kann verlaufen ohne oder mit Umklappen des Spins und ohne oder mit "Ladungsaustausch", d.h. Vertauschen eines Protons mit einem Neutron. Insgesamt hat die Wechselwirkung also vier verschiedene Anteile, die auch verschiedene Energieabhängigkeit haben. Da das Projektil mit einem im Kern gebundenen

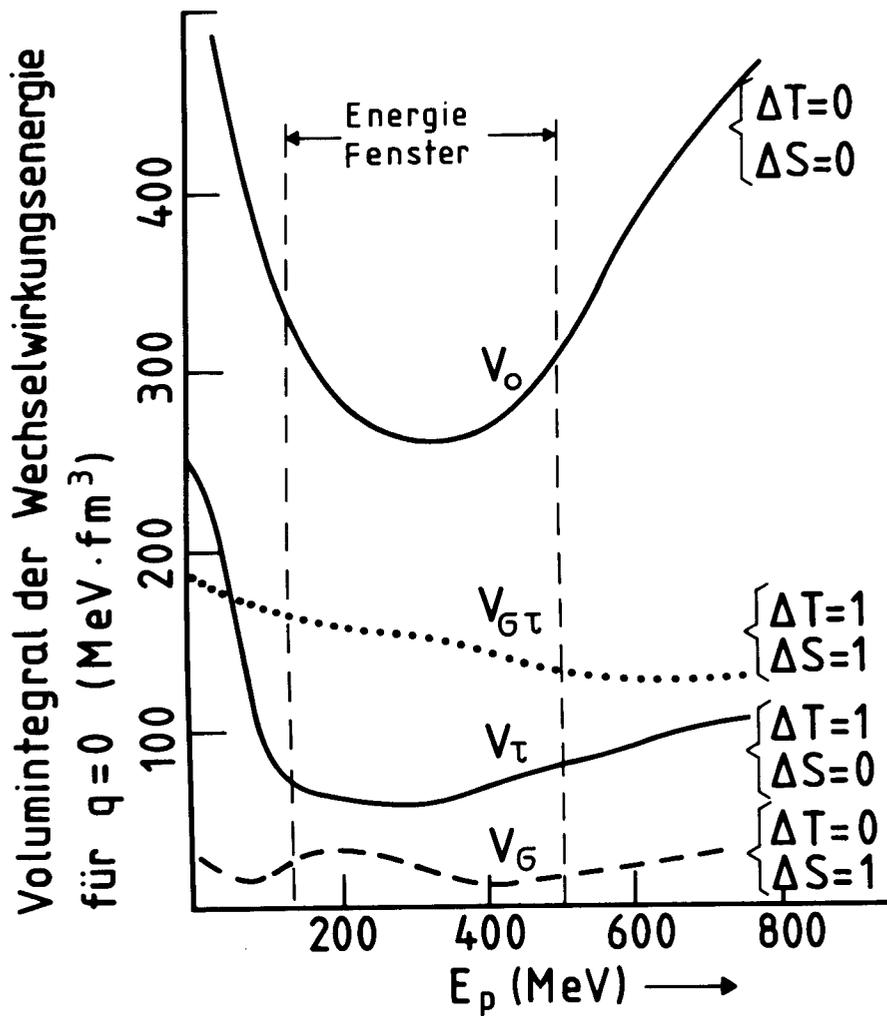


Abb. 10: Energieabhängigkeit der Zentralanteile der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Nukleon stößt, handelt es sich um die "effektive" Wechselwirkung im Kernverband, die im Prinzip von der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung verschieden ist. Die Energieabhängigkeit der Wechselwirkung ist nun so beschaffen, daß einerseits der Kern im Energiebereich zwischen etwa 150 MeV und 500 MeV besonders "durchsichtig" ist und daß andererseits besonders interessante Komponenten der Wechselwirkung einen relativ starken Beitrag liefern. Man spricht deshalb von einem "Energiefenster" für die Beobachtung von Reaktionsprozessen. Die Durchsichtigkeit in diesem Energiebereich bedeutet auch, daß das Projektil bei der Reaktion nicht mehrfach gestreut wird, so daß die Interpretation der Beobachtung nicht wesentlich vom Reaktionsmodell abhängt. Dadurch ist die Forderung nach einem einfachen Reaktionsablauf erfüllt.

Zu jeder der vier Komponenten der effektiven Wechselwirkung gehören charakteristische Auswahlregeln für die Änderung der Quantenzustände bei einer Kernreaktion. Daher kann man durch Anregung spezieller Kernniveaus und das Studium der Energieabhängigkeit dieser Anregung die einzelnen Komponenten der Wechselwirkung im Detail untersuchen. Die Kernzustände werden hierbei als "Filter" benutzt. Die Energieauflösung beim Experiment muß natürlich gut genug sein, um die einzelnen Zustände zu trennen. Genau diese Bedingungen werden von einer Kombination COSY - BIG KARL erfüllt. Durch Beobachtungen dieser Art kann die für den Reaktionsablauf verantwortliche Wechselwirkung sozusagen "geeicht" werden. Andererseits ist es natürlich möglich, durch Wahl der Energie und des Reaktionstyps besonders interessante Anregungsmoden des Kerns gezielt anzufachen, die bei niedrigeren Energien durch andere Prozesse überdeckt werden. Das beste Beispiel hierfür sind die kürzlich entdeckten Gamow-Teller-Resonanzen (Spin-Isospin-Moden), deren Entdeckung erst mit Protonen im Energiefenster möglich war. Die Strukturinformation, die man mit Protonen und anderen stark wechselwirkenden Projektilen gewinnt, ist in gewisser Weise komplementär zu derjenigen, die man bei Elektronen-Streuexperimenten erhält, für die gegenwärtig weltweit neue Beschleuniger gebaut werden, z.B. (Mami, Darmstadt, Bates). Bei der Elektronenstreuung ist die Wechselwirkung von vornherein bekannt, während die Wechselwirkung hadronischer Projektile erst im beschriebenen Sinne geeicht werden muß. Aber dafür können bei Kernreaktionen viel mehr Freiheitsgrade angeregt werden, z.B. durch Ladungsaustausch. Wenn man als Projektile Protonen, Neutronen und leichte Kerne zur Verfügung hat, hat man viele Möglichkeiten zu selektiven Anregung von Zuständen, die durch Elektronenstreuung nicht erreichbar sind.

Besondere Bedeutung hat die Möglichkeit, in COSY polarisierte Teilchen zu beschleunigen und darüber hinaus als Target polarisierte Atomstrahlen zu benutzen. Elastische und inelastische Streuung polarisierter Protonen erlaubt die Bestimmung der Spinverteilung im Kern. Durch Messung der Polarisationsrichtung

vor und nach dem Streuprozeß (Spinrotation) ist es möglich, zum ersten Mal auch den longitudinalen Anteil der Spinverteilung zu erhalten.

Einfache direkte Reaktionsprozesse führen bevorzugt zur Emission in Vorwärtsrichtung. Die meisten der eben beschriebenen Experimente wird man daher in diesem Winkelbereich durchführen. Eine andere Bedeutung haben Beobachtungen unter Rückwärtswinkeln. In Rückwärtsrichtung inelastisch gestreute hochenergetische Protonen müssen an mehr als ein Nukleon Energie übertragen haben. Solche Beobachtungen mit hohem Impulsübertrag geben daher Auskunft über kurzreichweitige Korrelationen zwischen den Nukleonen. Im kurzreichweitigen Bereich der Wechselwirkung wird man am ehesten auf Effekte stoßen, die von der Quarkstruktur der Nukleonen herrühren und im Rahmen des herkömmlichen Bildes vom Mesonenaustausch nicht zu erklären sind.

Die Strahlenergie von COSY ist hoch genug für die Untersuchung mesonischer Freiheitsgrade im Kern. Damit ist sowohl das Vorhandensein von virtuellen Mesonen und virtuell angeregten Nukleonen im Kern gemeint, als auch die Erzeugung von reellen Pionen und die reelle Anregung von inneren nukleonischen Freiheitsgraden. Auf Grund der Energievariabilität und Energieschärfe von COSY können speziell die Schwellen für Pion-Produktion ganz detailliert studiert werden. Dicht unterhalb der Schwelle für die Produktion freier Pionen liegen die diskreten Zustände für atomar gebundene Pionen. Daher können insbesondere auch pionische Atome vermessen werden.

Schließlich erlauben die polarisierten Protonen- und Neutronenstrahlen hoher Intensität Experimente zum Test der fundamentalen Symmetrien. Hierzu gehören Paritätserhaltung, Zeitumkehrinvarianz und Ladungssymmetrie der starken Wechselwirkung. Die Ladungssymmetrie betrifft die Frage, ob es neben der elektromagnetischen Wechselwirkung noch weitere ladungssymmetriebrechende Kräfte zwischen zwei Nukleonen gibt, wie sie z.B. aus der unterschiedlichen Masse von u- und d-Quark resultieren könnten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es drei Hauptgebiete für die Forschungsarbeiten mit COSY gibt, nämlich

- (1) Kernstruktur und Kernreaktionen
- (2) Subnukleare Freiheitsgrade
- (3) Fundamentale Symmetrien und die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

In diesem Rahmen sind im einzelnen insbesondere folgende Untersuchungsmethoden denkbar:

- Studium von scharfen Resonanzen und Schwellenenergien
- Messung von schweren Rückstoßkernen und Reaktionsprodukten unter großen Winkeln
- Markierung von Sekundärstrahlen durch Rückstoßmessung (insbesondere markierte Neutronen)
- Reaktionsspektroskopie höchster Auflösung
- Messung von Dreiteilchenreaktionen mit hoher Koinzidenzrate und guter Energieauflösung
- Lebensdauermessungen unter Benutzung des variablen Tastverhältnisses
- Experimente mit polarisierten Atomstrahlen als Target
- Speicherung seltener Reaktionsprodukte im Ring (z.B. Tritonen, ${}^6\text{He}$)
- Untersuchung von Reaktionen und γ -Übergängen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten bei kleinem Untergrund
- Messung von (n,p)-Reaktionen mit dem monoenergetischen Neutronenstrahl unter 0°
- Polarisations-Transfer-Experimente, Untersuchung der Spin-Spin-Wechselwirkung mit hoher Energieauflösung
- Spin-Anregung im Energiefenster
- Studium tiefliegender Lochzustände
- Pion-Produktion im Gebiet der Δ -Resonanz
- Kohärente Pion-Produktion nahe den Schwellen

4.2 KERNSTRUKTUR UND KERNREAKTIONEN

In diesem Abschnitt sollen die vorausgegangenen, sehr allgemeinen Ausführungen über Untersuchungen zur Kernstruktur konkretisiert werden. Wir wollen uns jedoch auch hier auf prinzipielle Aspekte beschränken.

Der bei einer Kernreaktion gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt enthält ganz allgemein zwei verschiedene Informationen, nämlich die über den Kernreaktionsmechanismus und die über die Struktur des Targetkerns. Beide Aspekte einer Kernreaktion sind eng miteinander verbunden. Will man Kerneigenschaften über Kernreaktionen studieren, muß man den Reaktionsmechanismus kennen. Dieser sollte möglichst einfach sein, damit die Kernstrukturinformation vom benutzten Reaktionsmodell unabhängig ist. Ein einfacher Reaktionsmechanismus liegt vor allem dann vor, wenn das Projektil nur einmal mit dem Kern wechselwirkt, d.h. wenn die Reaktion über einen direkten Einstufenprozeß abläuft. Das ist dann der Fall, wenn die effektive Wechselwirkung zwischen dem Projektil und den Nukleonen im Targetkern schwach ist. Dann werden Beiträge zum Streuquerschnitt, die aus Mehrstufenprozessen resultieren, stark unterdrückt. Diese Bedingung ist für Einschußenergien von $100 \text{ MeV} < E < 500 \text{ MeV}$ optimal erfüllt.

Um vom gemessenen Streuquerschnitt Kernstrukturinformationen extrahieren zu können, benötigen wir zusätzlich eine genaue Kenntnis der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung. Diese effektive Wechselwirkung ist im allgemeinen recht kompliziert. Sie ist eine Funktion der Einschußenergie E , der Nukleonendichte im Targetkern, sie ist nicht lokal und komplex. Die Dichteabhängigkeit resultiert aus der Tatsache, daß die stoßenden Nukleonen auf Grund des Pauli-Prinzips nur in unbesetzte Zustände oberhalb der Fermikante streuen dürfen. Die Anzahl der verbotenen Zustände hängt von der Nukleonendichte ab. Die explizite Berechnung der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechsel-

wirkung für einen endlichen Kern ist kompliziert und bisher noch nicht durchgeführt worden. Für praktische Zwecke kann man sich jedoch die wichtige Tatsache zunutze machen, daß mit zunehmender Einschußenergie E die effektive Wechselwirkung der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung immer ähnlicher wird, denn Effekte, die von der spezifischen Struktur des Targets herrühren, werden immer unwesentlicher, so daß bei einer Einschußenergie von etwa 200 MeV beide Wechselwirkungen recht ähnlich sind. Deshalb ist es gerechtfertigt, im folgenden die Energieabhängigkeit der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zugrunde zu legen.

In den letzten Jahren sind Nukleon-Nukleon-Streudaten über einen weiten Energiebereich gemessen worden. Aus den Streudaten kann man die freie Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ableiten. Diese Wechselwirkung enthält im allgemeinen Zentralterme, Tensorterme und Spin-Bahn-Kopplungsterme. Wenn wir in abgekürzter Notation z.B. für den Spin-Isospin-abhängigen Zentralterm $V_{\sigma\tau}$ schreiben (unter Weglassung der Operatoren $\vec{\sigma}\cdot\vec{\sigma}$ und $\vec{\tau}\cdot\vec{\tau}$), erhalten wir das Wechselwirkungspotential

$$\begin{aligned}
 V_{NN} &= V_0 + V_\sigma + V_\tau + V_{\sigma\tau} && \text{Zentralkraft} \\
 &+ V_T + V_{T\tau} && \text{Tensorkraft} \\
 &+ V_{(LS)} + V_{(LS)\tau} && \text{Spin-Bahn-Kopplung}
 \end{aligned}$$

Alle Terme mit σ oder T können Spin-Umklapp-Prozesse ($\Delta S = 1$) bewirken, alle Terme mit τ Ladungsaustausch ($\Delta T = 1$). Fig. 10 zeigt eine Darstellung der Zentralanteile der Wechselwirkung für den Impulsübertrag $q = 0$ als Funktion der Einschußenergie (Ref. 30). Offensichtlich dominiert der spin- und isospin-unabhängige Anteil V_0 überall, er erreicht jedoch ein breites Minimum für $150 \text{ MeV} < E < 500 \text{ MeV}$. Dies ist das "Energiefenster". In diesem Fenster lassen sich Kernstruktureigenschaften mit nukleonen-induzierten Reaktionen optimal studieren, denn Distorsionseffekte auf die einlaufende Projektilwelle und die

auslaufende Ejektilwelle sind hier besonders klein. Außerdem sind Mehrstufenprozesse unterdrückt. Die Anregungsspektren für Anregungen unterhalb von 50 MeV resultieren deshalb im wesentlichen aus Einteilchen-Einlochanregungen des Targetkerns, so daß sie unter Zuhilfenahme mikroskopischer Kernmodelle verstanden werden können.

Aus Abbildung 10 läßt sich weiter erkennen, daß im Energiefenster Spin-Isospin-Freiheitsgrade des Kerns besonders gut angeregt und studiert werden können, da die Kraftkomponente $V_{\sigma\tau}$, die Spin und Isospin ändert, im Energiefenster relativ groß ist. Reaktionen, die nur den Isospin oder nur den Spin involvieren, werden hingegen in diesem Bereich nur wenig beitragen. Man hat nun die Wahl, Kernzustände mit Reaktionen oder Isospinänderung, z.B. (p,p'), oder mit Isospinänderung, z.B. (p,n) oder (n,p), anzuregen. Durch die Wahl des Reaktionstyps und die Wahl des Energiebereiches kann man dann in sehr selektiver Weise anregen. Die 1980 entdeckten Gamow-Teller-Riesenresonanzen sind ein bekanntes Beispiel für die selektive Anregung von Spin-Isospin-Freiheitsgraden im Energiefenster. Durch Messungen von Spektren bei verschiedenen Einschußenergien hat man sozusagen die Möglichkeit, Kernspektren nach den verschiedenen Klassen von Kernzuständen zu zerlegen. Macht man auch von der Streuung zusammengesetzter Projektile wie Deuteron, Helium- und α -Teilchen Gebrauch, so erhält man auf Grund der speziellen Auswahlregeln zusätzliche Selektivität. Ein α -Teilchen mit $S = 0, T = 0$, kann z.B. nur isoskalare, Nicht-Spinflip-Zustände anregen, während man mit polarisierten Deuteronen $T = 0, S = 1$ Zustände gezielt anregen kann.

In Abb. 11 sind die Isospin-Auswahlregeln für verschiedene Reaktionstypen zwischen drei isobaren Kernen schematisch dargestellt. Man beachte, daß durch Elektronenstreuung Zustände nur im Targetkern und mit $\Delta T = 0$ und $\Delta T = 1$ angeregt werden. Durch Verwendung polarisierter Projektile läßt sich auch die Spinänderung ΔS eindeutig festlegen.

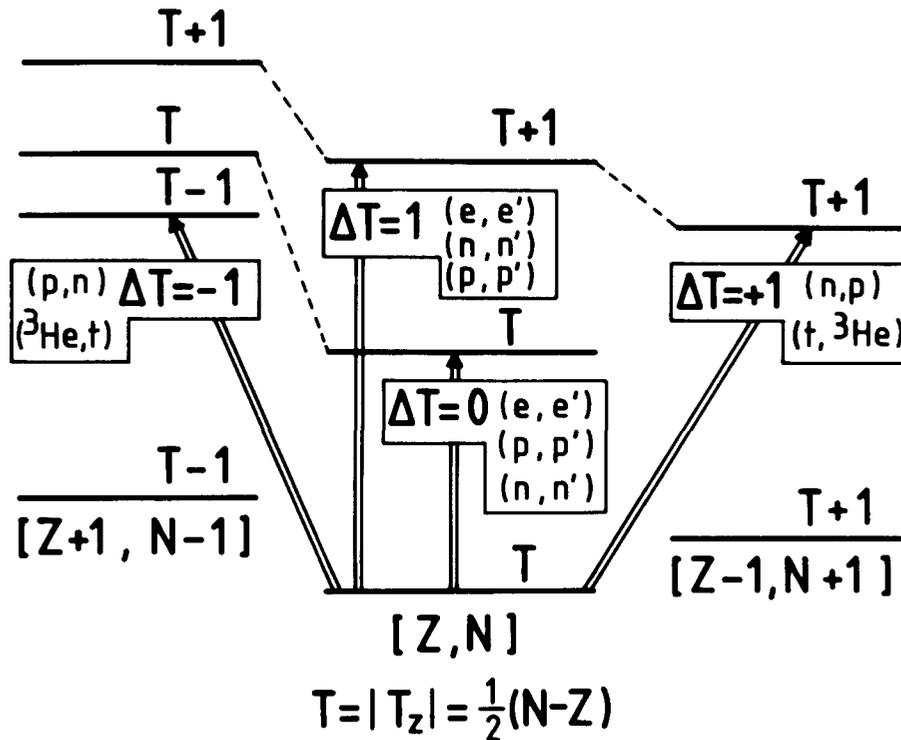


Abb. 11: Isospin-Auswahlregeln für verschiedene Reaktionstypen.

Die Tatsache, daß infolge der Auswahlregeln nur bestimmte Komponenten der effektiven Wechselwirkung zu einer Reaktion beitragen, kann man benutzen, um eben diese Wechselwirkung zu testen. Voraussetzung ist, daß die Struktur der beteiligten Kernzustände genau bekannt ist, z.B. durch Untersuchungen mit inelastischer Elektronenstreuung oder mit anderen nicht-hadronischen Sonden. Um die Komponente V_0 der Zentralkraft und die isospinunabhängige Komponente der Spin-Bahnkraft $V_{(LS)}$ zu untersuchen, kann man z.B. ein Multiplett von Kernzuständen mit natürlicher Parität $I = 0^+, 2^+, 4^+ \dots 12^+$ wählen, wie es z.B. in ${}^{208}\text{Pb}$ existiert. Da Drehimpuls I und Impulsübertrag q qualitativ nach $I \approx qR$ zusammenhängen ($R = \text{Kernradius}$), wird bei den mit kleinen Impulsüberträgen erzeugten niedrigen Zuständen ($0^+, 2^+, 4^+$) hauptsächlich die Zentralkraft beitragen, während für die Hochspinzustände ($I \approx 10^+$) überwiegend die Spin-Bahn-Kraft wirksam ist. In ähnlicher Weise kann man die isospinabhängigen Terme V_τ und $V_{(LS)\tau}$ durch eine Ladungsaustauschreaktion vom Typ (p, n) prüfen. Die Kraftanteile $V_{\sigma\tau}$ und die Tensorkraft schließlich werden am besten an Mul-

tripletts mit unnatürlichen Paritäten ($I = 1^+, 3^+, 5^+ \dots$) untersucht, wobei wiederum die niedrig liegenden Zustände hauptsächlich auf die Zentralkraft und die hochliegenden auf die Tensorkraft empfindlich sind.

Die in der beschriebenen Weise festgelegte effektive Wechselwirkung bildet ihrerseits die Basis zur Interpretation von Kernstrukturdaten, die mit hadronischen Projektilen gewonnen wird. Der einfachste Prozeß ist die elastische Streuung. Durch den Vergleich von Proton- und Neutronstreuung erhält man Information über Unterschiede in der Dichteverteilung von Neutronen und Protonen im Kern. Besonders wichtig ist die Frage, ob die elastische Streuung bei hohen Einschußenergien durch einfache Faltung des Wechselwirkungspotentials mit der Kerndichte verstanden werden kann, oder ob man eine Dichteabhängigkeit der Wechselwirkung oder gar Prozesse höherer Ordnung benötigt.

Viele Kernstrukturinformationen können aus der unelastischen Nukleonenstreuung erhalten werden. Besonders interessant sind kollektive Kernzustände, die einer kohärenten Bewegung vieler Nukleonen im Kern entsprechen. Zu diesen kollektiven Kernschwingungen gehören die Dichteoszillationen des Atomkerns verschiedener Multipolordnungen. Dabei können Neutronen und Protonen entweder in Phase (isoskalare Anregungen) oder gegenphasig (isovektorielle Anregungen) schwingen. Neben diesen Anregungsformen, die jeweils ein klassisches Analogon besitzen, treten auch Schwingungsformen auf, die nur in quantenmechanischen Systemen vorkommen. Zu diesen gehören Ladungsaustausch- und Spin-Schwingungen oder superfluide Eigenschaften des Kerns, wie Oszillationen im Paarfeld.

Obwohl die Anregungsenergien und Multipolaritäten der meisten Riesenresonanzen bekannt sind, weiß man bis heute nur wenig über ihren Zerfall, d.h. darüber, wie der Schwingungsmechanismus gedämpft wird. Der Zerfall von Riesenresonanzen läßt sich am besten in Koinzidenzexperimenten studieren, wofür der Strahl von COSY wegen seines hohen Tastverhältnisses besonders geeignet ist. Es gibt aber

auch Riesenresonanzzustände, über die bisher wenig bekannt ist. Hierzu gehören die elektrische Isevektor-Riesenresonanz, die Isevektor-Monopol-Resonanz und die Isevektor-Quadrupol-Resonanz. Diese Resonanzen liegen hoch im kontinuierlichen Spektrum und sind deshalb verhältnismäßig breit. Für ihre Untersuchung sind hohe Einschußenergien, wie sie bei COSY zur Verfügung stehen, besonders wichtig, um möglichst untergrundfreie Spektren zu erhalten.

Hochenergetische Protonen sind auch besonders geeignet, um (kollektive?) Zustände höherer Multipolarität ($L \geq 3$) zu identifizieren. Dies liegt daran, daß die inelastische Protonenstreuung für jede Multipolarität L eine ganz charakteristische Winkelverteilung aufweist und so eine eindeutige Bestimmung des Spins des angeregten Zustandes ermöglicht.

Eine weitere interessante Frage betrifft die Einteilchenfreiheitsgrade von Atomkernen. Die $(p,2p)$ - und (p,pn) -Knockout-Reaktionen bei intermediären Energien ($E \geq 300$ MeV) sind besonders geeignet, um die Struktur der tiefliegenden Lochzustände zu untersuchen, über deren Separationsenergien, Impulsverteilungen und Spektralfunktionen bisher nur sehr wenig bekannt ist. Hohe Einschußenergien haben den großen Vorteil, daß sowohl Projektil als auch die herausgeschlagenen Nukleonen Energien besitzen, die alle im Energiefenster liegen. Dann sind für alle Reaktionspartner die Distortionseffekte minimal und man erhält maximale Information.

Eine andere Probe zur Untersuchung der Schalenstruktur von Atomkernen sind die Pick-up- und Stripping-Reaktionen. Mit Hilfe von "Pick-up"-Reaktionen wie der (\vec{p},d) -Reaktion studiert man ebenfalls die Eigenschaften von Lochzuständen. Ein polarisierter Protonenstrahl ermöglicht durch Messung der Analyserstärke nicht nur die Bestimmung des Bahndrehimpulses ℓ sondern auch die des Gesamtdrehimpulses $\vec{j} = \vec{\ell} + \frac{\vec{1}}{2}$ des Lochzustandes. Hohe Einschußenergien haben weiterhin den Vorteil, daß bevorzugt Hochspinzustände angeregt werden

können. Dies gilt insbesondere für Zweinukleonentransferreaktionen wie $(\alpha, {}^6\text{He})$ - oder $({}^6\text{Li}, \alpha)$. Besonders wichtig ist auch das Studium der Breiten der Teilchen- und Lochzustände. Dadurch kann man Informationen über die Dämpfung der Einteilchenbewegung im Kern erhalten, z.B. inwieweit kollektive Freiheitsgrade des Kerns, wie z.B. seine Dichteschwingungen, für diese Dämpfung verantwortlich sind.

Hohe Energien sind auch vorteilhaft zur Beantwortung der Frage, inwieweit im Kern Vielteilchenkorrelationen vorhanden sind, d.h. inwieweit z.B. der Kern ${}^{12}\text{C}$ als ein System von 3 α -Teilchen aufgefaßt werden kann. Diese Fragen lassen sich mit Hilfe der Cluster-knockout-Reaktionen wie z.B. der (p, α) -Reaktion untersuchen. Hohe Energien bringen hier zwei Vorteile, nämlich einmal sind die Distortionseffekte klein, zum anderen sind Vielstufenprozesse bei der Formation des Clusters unterdrückt.

In den letzten 4 Jahren sind die magnetischen Riesenresonanzen besonders intensiv untersucht worden. So wurde im Jahre 1980 die bereits erwähnte Gamow-Teller-Riesenresonanz als absolut dominanter Zustand im 0^0 -Spektrum der ${}^{90}\text{Zr}(p, n)$ -Reaktion bei einer Einschußenergie von 160 MeV entdeckt. Die Gamow-Teller-Resonanz ist eine kollektive Kernschwingung, in der die Neutronen in kohärenter Weise ihre Spins und Isospins umklappen, ohne ihre räumliche Position zu ändern. Die Kohärenz ist ein Resultat der Spin-Isospin-Wechselwirkung im Kern, die durch Analyse dieser Spin-Isospin-Moden studiert werden kann. Viel spektakulärer jedoch ist, daß für die Beschreibung dieser Zustände subnukleare Freiheitsgrade in Form von Δ -Teilchen benötigt werden. Dies kommt wie folgt zustande. Bringt man ein Nukleon in ein äußeres Feld, das an den Spin-Isospinfreiheitsgrad der Quarks angreift, so kann dieses im Nukleon seinen Spin und Isospin umklappen. Dabei wird das Nukleon in ein Δ -Teilchen mit Spin $3/2$ und Isospin $3/2$ umgewandelt. Dieser innere Freiheitsgrad des Nukleons koppelt nun mit dem normalen Spin-Isospin-Freiheitsgrad der Nukleonen

im Kern mit dem Effekt, daß der energetisch niedrigliegende ($E_x \sim 10$ MeV) Gamow-Teller-Zustand einen Teil seiner Anregungsstärke verliert und statt dessen die Δ -Schwingung bei 300 MeV Anregungsenergie angefacht wird. Man könnte meinen, daß aufgrund der hohen Anregungsenergie von 300 MeV die Quark-Spin-Isospinschwingung von der normalen Gamow-Teller Schwingung mit $E \sim 10$ MeV entkoppelt ist. Es ist jedoch zu beachten, daß an der Quark-Spin-Isospinschwingung alle Nukleonen im Kern teilnehmen können, weil das Δ -Teilchen wegen seines Spins $S = 3/2$ keinem "Pauli blocking" unterworfen ist. Andererseits können zu der normalen Gamow-Teller-Anregung nur die Überschußneutronen an der Kernoberfläche teilnehmen. Folglich kann allein die große Anzahl der an der Δ -Anregung teilnehmenden Nukleonen den enormen Energieunterschied von 300 MeV überbrücken und die Übergangsstärke der niedrigliegenden Gamow-Teller-Resonanz reduzieren.

Während bei der Gamow-Teller-Resonanz die inneren Nukleonfreiheitsgrade nur in indirekter Weise über die Übergangsstärke ins Spiel kommen, kann man mit Protoneneinschußenergien von ~ 1 GeV die Δ -Resonanz im Kern direkt anregen. Diese besitzt eine Anregungsenergie von 300 MeV. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit bei der Δ -Anregung im Kern kohärente Effekte auftreten. Unter Kohärenz versteht man in diesem Zusammenhang, daß ein Δ im Kern in ein Nukleon und ein Pion zerfällt, das Pion mit einem anderen Nukleon wieder ein Δ bildet usw.. Kohärente Effekte dieser Art sind bisher nur in der Pion-Kernstreuung studiert worden. Wichtig ist das Studium des Zerfalls dieser Resonanzen, z.B. durch $(p, p' \pi^+)$ -Koinzidenzexperimente. Dadurch kann man das Δ -Anregungsspektrum nach den verschiedenen beteiligten Multipolaritäten zerlegen. COSY kann einen großen Beitrag zu diesem neuen Gebiet der Kernphysik liefern.

Die (n, p) -Reaktion ist eine weitere interessante Probe, um Spin-Isospin-Moden zu untersuchen. Für (n, p) -Reaktionen können wir bei Einschubenergien von ~ 200 MeV die gleiche Selektivität erwarten wie für die (p, n) -Reaktion. Durch

einfache Subtraktion der (n,p)- von den (p,n)-Spektren, gemessen am gleichen Targetkern, kann man eine direkte Beziehung zu Ladungsaustauschsummenregeln herstellen und so quantitative Aussagen über den Effekt von Δ -Teilchen auf die niedrigliegenden Gamow-Teller-Resonanzen machen.

Neben der Gamow-Teller-Resonanz zeigen die existierenden (p,n)-Daten noch weitere Resonanzen bei höheren Anregungsenergien. Diese Resonanzen involvieren dann Spin-Isospin-Moden, wobei die aktiven Nukleonen gleichzeitig Dichteschwingungen ausführen. Besonders interessant ist die Spin-Isospin-Dipol-schwingung. Diese kann die Spinquantenzahlen $J^\pi = 0^-, 1^-$ und 2^- tragen. Durch Messung der longitudinalen Spinverteilung im Kern kann man diese Zustände trennen. Dieses Multiplett ist besonders interessant, weil es Auskunft über kollektive Effekte im Kern geben kann, die aus der Tensorkraft resultieren. Über solche mögliche Tensorkorrelationen ist bisher noch wenig bekannt.

Der Zerfall der Gamow-Teller-Resonanzen ist bisher so gut wie gar nicht untersucht worden. Dazu sind Koinzidenzexperimente erforderlich, für die COSY besonders gut geeignet ist.

Die angeführten Beispiele für Strukturuntersuchungen an COSY sind bei weitem nicht vollständig. Sie können jedoch hinreichend illustrieren, worin die besondere Bedeutung der Strahleigenschaften liegt, die mit COSY realisiert werden können.

4,3 SUBNUKLEARE FREIHEITSGRADE

Die ursprünglich als strukturlose Bausteine der Kerne betrachteten Nukleonen sind in Wirklichkeit komplexe, aus Quarks zusammengesetzte Objekte mit inneren Freiheitsgraden und dem dazugehörigen Anregungsspektrum. Durch die mit COSY erschlossenen höheren Energien lassen sich subnukleare Strukturen auch in komplexen Kernen anregen. Ähnlich wie sich im Kernverband die freie Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zur effektiven Wechselwirkung wandelt, erfahren auch die Resonanzzustände des Nukleons eine Veränderung im gebundenen System. Die Frage ist daher: Welche sind die zu den elementaren Nukleonenresonanzen analogen Kernzustände ?

Ein Vergleich mit der Molekül- und Festkörperphysik ist hier hilfreich: Auch gebundene Atome haben innere (elektronische) Anregungen. Sie äußern sich aber im Molekül- oder Kristallverband anders als beim freien Atom. Ein Beispiel sind die elektronischen Bänderstrukturen im Kristall. Im Sinne dieser Analogie betreibt man in der Niederenergiekernphysik die Untersuchung des "Phononenspektrums", nämlich der Quantenzustände eines Systems von nicht angeregten Nukleonen, während man in der Mittelenergiephysik die "elektronischen" Eigenschaften des Kerns untersucht. Das ist begrifflich Neuland und führt vermutlich zu reichhaltigen Phänomenen.

Das einfachste Beispiel ist die Anregung eines im Kern gebundenen Nukleons in die $\Delta(3,3)$ -Resonanz zwischen etwa 200 und 500 MeV. Bisher kennt man nur die Grobstrukturen dieser Anregung. Werden dabei kollektive Zustände erzeugt? Es gibt jedoch noch andere Nukleonresonanzen bei Anregungsenergien von etwa 500 - 800 MeV, deren nukleare Analoge noch ganz wenig untersucht wurden.

Mit COSY lassen sich spezielle Aspekte dieser nuklearen N^* -Resonanzen systematisch untersuchen, z.B. mit Hilfe der kohärenten Mesonenproduktion an Atom-

kernen: Hierbei handelt es sich um ein Beispiel einer sog. kalten Kernreaktion, bei der das Projektil und der Targetkern zu einem gebundenen Zustand des Summenkerns verschmelzen; bei diesem "nuklearen Mößbauereffekt" wird die freierwerdende Energie als Meson dem System entzogen:

Projektilkern A + Targetkern B \rightarrow Fusionskern C + Meson,

dabei wird der überschüssige Impuls bzw. Drehimpuls auf den Restkern übertragen; die Energie des emittierten Mesons reflektiert das Anregungsspektrum des entstandenen Fusionskerns.

Mit dem Studium dieser Reaktion betritt man in mehrfacher Hinsicht Neuland: Zum einen ist zu klären, inwieweit bzw. warum die üblicherweise bei den Kernstößen beobachtete Thermalisierung der freien Energie hier unterbleibt; dabei spielt die Kopplung der Relativbewegung von Projektil und Target mit dem Mesonenfeld eine wichtige Rolle. Dies spiegelt sich im übrigen wider im Anregungsspektrum des fusionierten Kerns C; andererseits wird bei einer solchen kohärenten Fusionsreaktion auch die spektroskopische Verwandtschaft zwischen dem Endzustand und der Target-Projektil-Kombination getestet: Insbesondere erwartet man, daß Zustände mit einer entsprechenden dinuklearen Molekülstruktur besonders stark angeregt werden.

Als erstes Beispiel einer derartigen Reaktion sei die kohärente Pionenproduktion im Proton-Kern-Stoß erwähnt:

Proton + Targetkern B \rightarrow Endkern C + Pion.

Bei diesen Prozessen - insbesondere bei der (p, π^-) -Reaktion - beobachtet man eine unerwartete Konzentration der Produktionsstärke auf einige wenige gebundene Anregungszustände des Kerns; diese bei vielen Targetkernen beobachtete, im einzelnen allerdings noch ungeklärte Beobachtung deutet auf die konstruktiv kohärente Anregung spezieller Freiheitsgrade hin, die vermutlich Hochspin-Gamow-Teller-Anregungen entsprechen.

Zur Aufklärung des Reaktionsmechanismus sind vor allem zwei Voraussetzungen wichtig:

- (i) eine einfache Variation der Einschußenergie von der Schwelle an aufwärts: Damit ändert sich gleichzeitig auch die Energie der emittierten Pionen, so daß eine Bestimmung des elementaren Pion-Produktionsmechanismus möglich wird (hierbei ist insbesondere der relative Anteil der nicht-resonanten s-Wellen (πN)-Wechselwirkung und der nuklearen Δ (3,3)-Produktion von Interesse);
- (ii) eine gute Energieauflösung ($\Delta E \approx 100$ keV), um zwischen den relativ dichtliegenden Endzuständen des Endkerns unterscheiden zu können.

Beide Eigenschaften sind bei COSY in natürlicher Weise erfüllt.

Mit Hilfe leichter Projektilkerne (Deuteronen, α -Teilchen) wird eine Erweiterung dieser Reaktionen möglich: mit dem Verschmelzen zweier komplexer Kerne tritt noch zusätzlich ein interessanter Korrelationseffekt auf: Die Nukleonen des Target- und des Projektilkerns wirken in kohärenter Weise an der Produktion des Pions mit ("doppelt kohärente" Pionproduktion oder "pionische Fusion"); in Ergänzung der erwähnten protoninduzierten Pionproduktion steht hier vor allem der mikroskopische Mechanismus im Vordergrund, der das kalte Verschmelzen zweier komplexer Kerne zu definierten gebundenen Endzuständen bewirkt. Hierzu liegen erste experimentelle Beispiele (hauptsächlich aus dem Bereich der leichten Kerne) vor, die die Machbarkeit der Reaktion demonstrieren und die im übrigen auf interessante noch weitgehend unverstandene Energie- und Winkelabhängigkeiten hinweisen.

Auch hier ist zu erwarten, daß gerade mit den bei COSY möglichen Teilchensorten interessante und wichtige Untersuchungen durchgeführt werden können.

Ähnlich wie bei der pionischen Fusion erwartet man auch bei der kohärenten Produktion schwerer Mesonen ein reichhaltiges Anregungsspektrum des fusionier-

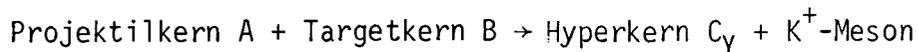
ten Summenkerns. Hierbei scheinen insbesondere zwei Fälle von Interesse:

- Die kohärente η -Produktion ($m_\eta = 550$ MeV)
Projektilkern A + Targetkern B \rightarrow Fusionskern C + η -Meson.

Beim η -Meson handelt es sich um den "schweren isoskalaren Bruder" des Pions: Neben einer veränderten Kinematik unterscheidet sich die η - von der Pion-Produktion vor allem durch die Anregung anderer Isospinzustände des Restkerns; aus den unterschiedlichen Anregungsspektren lassen sich vermutlich interessante Hinweise auf den Reaktionsmechanismus (insbesondere den Einfluß der nuklearen Roper-Resonanz (bei 1470 MeV) bzw. anderer N^* -Resonanzen) und auf die Bedeutung der entsprechenden dinuklearen Strukturen des hierbei gebildeten Endkerns gewinnen.

- Die kohärente K^+ -Produktion ($m_K = 495$ MeV):

Obwohl in der Reaktion



ebenfalls ein schweres Meson erzeugt wird, unterscheidet sich die K^+ -Produktion von den bisher erwähnten Fusionsreaktionen durch die assoziierte Hyperkernbildung: Da das K^+ -Meson die Strangeness $S = +1$ besitzt und da in den Prozessen der starken Wechselwirkung diese Strangeness erhalten bleibt, muß der entstehende Kern die Strangeness $S = -1$ besitzen.

Der so entstandene sog. "Hyperkern C_Y " unterscheidet sich von dem normalen Fusionskern C dadurch, daß ein Nukleon durch ein Λ - bzw. Σ -Teilchen ersetzt wird. Da die Hyperonen eine andere Wechselwirkung mit den sie umgebenden Nukleonen des Wirtskerns besitzen, eignet sich die Untersuchung der Anregungsspektren der Hyperkerne sehr gut dazu, unser Verständnis der stark wechselwirkenden Systeme in qualitativer Hinsicht zu erweitern.

Gegenwärtig kennt man einige Beispiele sowohl von Λ - als auch von Σ -Hyperkernen, vornehmlich aus den im übrigen experimentell außerordentlich schwierigen

(K^-, π^-) -Reaktionen, wie sie z.B. am CERN durchgeführt wurden. Daraus ergibt sich, daß ein weiteres Studium der hypernuklearen Anregungsspektren von besonderem Interesse ist, auch vor allem im Hinblick auf die gegenüber dem normalen Kern (mit $S = 0$) veränderte Quarkstruktur dieser Hyperkerne.

Der Q-Wert dieser Reaktion beträgt etwa 670 MeV für die $K^+\Lambda$ -Produktion und etwa 750 MeV für die $(K^+\Sigma)$ -Produktion. Mit einem Protonenstrahl von COSY-Qualität in dem Energiebereich von ca. 1000 - 1300 MeV sollte es möglich sein, dieses außerordentlich reichhaltige und faszinierende Gebiet subnuklearer Anregungen systematisch zu untersuchen mit einer Energieauflösung, die für die Analyse der Hyperkernzustände als angemessen erscheint. Mit derartigen Prozessen könnten die erwähnten (K, π^-) -Reaktionen, die im übrigen nur an Großbeschleunigern möglich sind, in wertvoller Weise ergänzt bzw. erweitert werden.

Mit dem hochenergetischen COSY-Strahl wird es möglich sein, die kohärente Pionproduktion im Bereich der Schwelle und im niederenergetischen Bereich der $\Delta(3,3)$ -Resonanz zu untersuchen. Dabei kann man insbesondere den nichtresonanten Pion-Produktionsmechanismus klären. Als ein Beispiel sei die Reaktion $p+p \rightarrow d+\pi^+$ genannt. Der Pion-Produktionsprozeß wird für Einschußenergien von 300 MeV, also direkt an der Schwelle, von der Pion-s-Wellenrückstreuung dominiert (Abb. 12a). Bei Einschußenergien von ~ 400 MeV dominiert die Pion-p-Wellenrückstreuung mit Formation einer intermediären Δ_{33} -Resonanz (Abb. 12b). Durch das Studium dieser Prozesse erhält man Auskunft über die Bedeutung von Δ_{33} -Effekten in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Insbesondere lernt man etwas über kurzreichweitige Korrelationen zwischen Nukleonen und vielleicht sogar etwas über Quarks.

Die doppelte Pionproduktion kann mit der Reaktion $d+d \rightarrow 2\pi + {}^4\text{He}$ studiert werden. Eine interessante Fragestellung ist hier die nach der Pion-Pion-Wechselwirkung im $S=0, T=0$ Zustand. Da die Zweipionproduktion möglicherweise über die

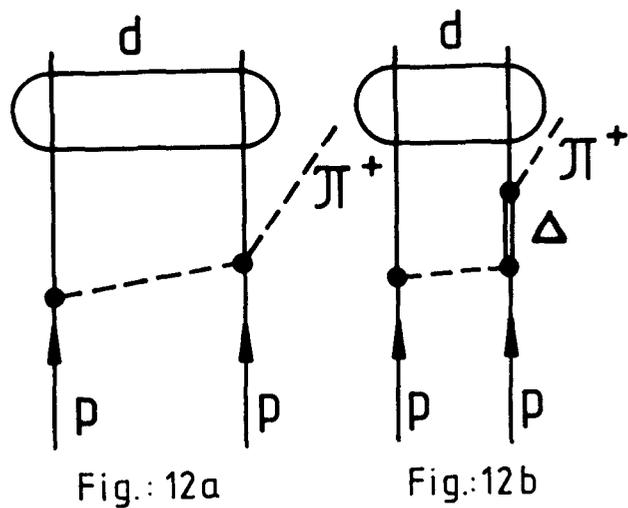


Abb. 12: Reaktionsprozeß für die Pionproduktion in der $p+p \rightarrow d+\pi^+$ -Reaktion. Fig. 12a stellt die Pion-s-Wellenrückstreuung und Fig. 12b die Pion-p-Wellenrückstreuung dar.

Formation zweier intermediärer Δ 's abläuft, erlaubt diese Reaktion, die Beimischungen von Δ -Konfigurationen in der Deuteron- oder ${}^4\text{He}$ -Wellenfunktion zu bestimmen.

4.4 SYMMETRIEN UND DIE NUKLEON-NUKLEON-WECHSELWIRKUNG

Der polarisierte Präzisionsstrahl von COSY erlaubt es, Symmetrieeigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit großer Genauigkeit zu untersuchen.

Eine wichtige Frage bei der Untersuchung isospinverletzender Effekte ist beispielsweise die Ladungsabhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Hierbei unterscheidet man verschiedene Klassen von Symmetriebrechungen im Ladungsraum, wie z.B. die Verletzung der Ladungssymmetrie $V_{nn} \neq V_{pp}$ und der Ladungsunabhängigkeit $V_{np} \neq (V_{nn} + V_{pp})/2$. Die Zielsetzung zukünftiger Untersuchungen ist neben der experimentellen Bestimmung der Symmetrieverletzungen die Erforschung der symmetriebrechenden Mechanismen. Von besonderer Bedeutung sind die elementaren nn-, np- und pp-Streuprozesse im Mittelenergiebereich. Vor allem vergleichende Präzisionsmessungen unter Berücksichtigung einfacher und komplexer Polarisierungseffekte sind hierbei notwendig. Zusätzliche Experimente sollten unter Berücksichtigung pionischer Reaktionskanäle vor allem auf dem Gebiet der Wenig-Nukleonsysteme durchgeführt werden.

Ein anderer Untersuchungsgegenstand sind die paritätsverletzenden Anteile in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Sie eröffnen die Möglichkeit, die rein hadronischen Komponenten der schwachen Wechselwirkung zu studieren. Im Gegensatz zu früheren Experimenten, bei denen es primär um die Feststellung eines paritätsverletzenden Effektes ging, ist die Zielsetzung der zukünftigen Experimente die detaillierte Untersuchung der Struktur der paritätsverletzenden Wechselwirkung zwischen Hadronen. Von besonderem Interesse sind hierbei Untersuchungen am Zweinukleonensystem und an Wenignukleonensystemen, da die theoretische Interpretation paritätsverletzender Effekte in Kernen stark von Modellannahmen über die Kernstruktur abhängt.

Bislang wurden nur bei niedrigen Einschußenergien (15 MeV und 45 MeV) erste Experimente zur Untersuchung paritätsverletzender Anteile in der pp Wechselwirkung durchgeführt. Hierbei wurde eine Analysierstärke A in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{-7}$ mit longitudinal polarisierten Protonen gemessen. Im Energiebereich 200 - 350 MeV dominiert z.B. die paritätsverletzende Übergangsamplitude $f(^3P_2 \leftrightarrow ^1D_2)$ in der pp Streuung, die im Vergleich zu niederen Energien komplementäre Informationen über paritätsverletzende Mechanismen enthält. Eine detaillierte Untersuchung der Effekte erfordert Präzisionsexperimente, bei denen die Winkelabhängigkeit der Analysierstärke A gemessen wird.

Schließlich lassen sich Experimente zum Test der Zeitumkehrinvarianz durchführen. Eine Verletzung der Zeitumkehrinvarianz wurde bislang nur beim Zerfall der neutralen Kaonen festgestellt. In der Kernphysik bieten sich zum Test dieser Symmetrie Untersuchungen zur Gültigkeit des detaillierten Gleichgewichts und des Polarisation-Analysierstärke-Theorems in Hin- und Rückreaktionen an. Die für die theoretische Interpretation interessantesten Untersuchungen sollten wiederum an Zweinukleon- und Wenignukleonsystemen durchgeführt werden. Ein besonders sensibler Test ist die simultane Messung von Polarisation P und Analysierstärke A in der Neutron-Protonstreuung im Vergleich zur Proton-Protonstreuung bei Energien um 500 MeV. Da die theoretisch denkbaren Effekte extrem klein sind, ist eine Meßgenauigkeit von $\lesssim 10^{-4}$ bis 10^{-6} notwendig. Als interessante Alternative zu np und pp Streuexperimenten bietet sich die vergleichende Untersuchung der Differenzgröße $P-A$ (P = Polarisation) in der elastischen Protonenstreuung am ^3He und Tritium bei Energien um 500 MeV an.

Referenzen

1. S.A. Martin, A. Hardt, J. Meissburger, G.P.A. Berg, U. Hacker, W. Hürli-
mann, J.G.M. Römer, T. Sagefka, A. Retz, O.W.B. Schult, K.L. Brown,
K. Halbach, Nucl. Instr. Meth. 214 (1983) 281
2. C. Mayer-Böricke and J. Reich, Jülich Isochronous Cyclotron JULIC, in
CYCLOTRONS-1975 AVF and FM; Compiled by Fred T. Howard, Oak Ridge, prin-
ted by SIN, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, for the Seventh
International Conference on Cyclotrons and their Applications, Zürich,
Switzerland, August 19-22, 1975
3. G. Mairle, K. Schindler, P. Grabmayr, G.J. Wagner, U. Schmidt-Rohr,
G.P.A. Berg, W. Hürlimann, S.A. Martin, J. Meißburger, J.G.M. Römer,
B. Styczen and J.L. Tain, Phys. Lett. 121B (1983) 307
4. S. Martin, W. Schott, C.-A. Wiedner, Workshop on Electron Cooling, Bad
Honorf, May 1982, KFA Jülich, Jül-Spez-159, Juli 1982
5. G. Budker and A. Skrinsky, Sov. Phys. Usp. 21 (1978) 277 und
Bericht der Novosibirskgruppe: CERN 77-08, April 1977
6. L. Hütten, H. Poth, A. Wolf, H. Haseroth, C.E. Hill, The Electron Cooling
Device for LEAR, CERN/PS/LR/Note 82-9, The Proceedings of the Workshop on
Physics at LEAR (Erice, May 1982) ed. U. Gastaldi and R. Klapisch, to be
published in Plenum Press
7. FERMILAB: IEEE/NS 24, Particle Accelerator Conference, 1981, Washington DC
8. E. Keil, Y. Marti, B.W. Montague, and A. Sudboe, AGS-The ISR Computer
Program for Synchrotron Design, Orbitanalysis and Insertion Matching,
CERN 75-13 (Geneva 1975)
9. Ch. Iselin, MAD - Methodical Accelerator Design, Berlin 1983, Conf. on
Comp. in Accelerators
10. K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Iselin and F. Rothacker, TRANSPORT CERN 80-4
11. F. Sacherer, calculation of space charge effect in TRANSPORT, CERN
12. B. Schnizer, A. Simple derivation of the proton linac beam dynamics
equations, Part. Acc., 1971, Vol. 2, p. 147

13. S. Kowalski, private communication, März 1982
14. K.L. Brown and Ch. Iselin, DECAY TURTLE, CERN 74-2, 1974
15. M. Donald, Chromaticity Correction in Circular Accelerators and Storage Rings, Part I, PEP Note-311, 1979
16. C.J.A. Corsten and H.L. Hagedoorn, Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 47
17. C.J.A. Corsten and H.L. Hagedoorn, Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 25
18. E.J.N. Wilson, Proton Synchrotron Accelerator Theory, CERN 77-07, Geneva 1977
19. E.D. Courant and H.S. Snyder, Ann. Phys. 3 (1958) 48
20. S. Martin, W. Schott, C.-A. Wiedner, Workshop on Electron Cooling, Bad Honnef, May 1982, Jül-Spez-159, Juli 1982, KFA Jülich
21. M. Kaivola, U. Nielsen, and O. Poulsen, Workshop on the Physics Program at CELSIUS, Uppsala, Nov. 1983, ed. B.R. Karlsson, G. Tibell, Vol. 1 (1983) 83-17
22. A.N. Skrinskii and V.V. Parkhomchuk, Sov. J. Part. Nucl. 12 (3) (1981) 223
23. D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorndahl and S. van der Meer, Phys. Rep. 58 (1980) 75
24. D. Möhl, CERN 83, CAS Okt. 1983
25. D. Möhl and K. Kilian, CERN-EP/82-214 (1982)
26. W. Hardt, Ultraslow Extraction out of LEAR, $\bar{p}p$ LEAR Note 98, and P. Lefevre, Lecture, given at the CERN ACCELERATOR SCHOOL 1983, Genf, Okt. 1983
27. M. Giesch, J. Gespann, W. Hardt, K. Kilian, P. Lefevre, D. Möhl, H. Poth, P. Riboni, KfK-Primärbereich, 10.01.02. PIOC, Sept. 81
28. C. Bovet, R. Gouiran, I. Gumowski, K.H. Reich, A. Selection of Formulae and Data Useful for the Design of A.G. Synchrotrons, 1970, CERN/MPS-SI/INT. DL/70/4
29. F.T. Cole and F.E. Mills, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1981, 31:295-335
30. W.G. Love and M.A. Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073
31. H. Poth, private Mitteilung

5. ANHANG

Definitionen und Erläuterungen

Arbeitspunkt	Betriebswerte der Betatronoszillationen in radialer und axialer Richtung a) radial $Q_x = \frac{\delta x}{2\pi}$ b) axial $Q_z = \frac{\delta z}{2\pi}$ bzw. $Q_{x,z} = n \frac{\mu_{x,z}}{2\pi}$ bei einer Struktur mit n Perioden. μ ist der Phasenvorschub (pro Periode) Im Arbeitspunktdiagramm Q_x , Q_z wird durch die beiden Werte ein Punkt definiert, der zum Betrieb weit genug von den Resonanzen liegen muß.
Betafunktion β	Amplitude der Betatronoszillation $\beta = \frac{\sigma_{11}}{\epsilon}$ wobei ϵ die Emittanz, $\sigma_{11} = x_{\max}^2$ das entsprechende Element der Strahlmatrix und x_{\max} die maximale Strahlausdehnung ist.
Betatronoszillation	transversale Schwingung der Strahl-einhüllenden
Dispersion D	transversaler Abstand Δx eines Teilchens mit bestimmter Impulsabweichung Δp von der Sollage $D = \Delta x / (\Delta p / p)$ in (m) oft auch in (cm/%)
ECR-Quelle	Ionenquelle, mit der durch "Electron-Cyclotron-Resonance" Ionen hoher Ladungszustände (leichte Schwerionen) erzeugt werden.
Emittanz ϵ	Fläche der Strahl-Phasenellipse im Beschleuniger. Sie berechnet sich aus den Elementen der Strahlmatrix, wie sie im Programm "TRANSPORT" erzeugt wird.

Füllfaktor	Verhältnis von Injektionszeit zu Umlaufzeit für kontinuierliche Injektion während der Injektionszeit. Diese Zahl gibt an, über wieviele Umläufe in den Ring injiziert worden ist.
HF	Hochfrequenz. Zur Beschleunigung muß eine HF-Struktur mit dem Umlauf der Teilchen synchronisiert sein.
Stripping-Injektion Kicker-Injektion	<p>a) Stripping-Injektion: Teilchen, die nicht vollständig ionisiert sind, streifen Elektronen bei Wechselwirkung in einer Stripperfolie ab und ändern damit ihren Ladungszustand (z. B. $\text{Li}^{2+} \rightarrow \text{Li}^{3+}$), oder es kommt zu einer "Coulombexplosion" ($\text{H}_2^+ \rightarrow \text{p} + \text{p}$). Dadurch ist Injektion in dasselbe Phasenraumelement des Speicherrings möglich. In gleicher Weise können H^--Ionen vom SNQ-LINAC injiziert werden.</p> <p>b) Kicker-Injektion (oder Liouville-Injektion) Für vollständig ionisierte Teilchen ("Liouville-Teilchen", z. B. Protonen oder α-Teilchen) ist die vorteilhafte Stripping-Injektion nicht möglich. Daher müssen die Strahlpakete mit geeigneten Geräten (z. B. Kickermagneten) nach genauem Fahrplan in die drei Freiheitsgrade (1 longitudinal, 2 transversal) der Ringakzeptanz gestapelt werden (stacking).</p>
Kühlung	<p>Verfahren, um das Phasenvolumen des Strahles ohne Verluste zu verkleinern (Energieschärfe verbessern, Phasenellipse verkleinern)</p> <p>a) Elektronenkühlung: Das longitudinale und transversale Phasenvolumen des Strahles wird durch Coulomb-Wechselwirkung der Ionen mit einem parallelen "kalten" Elektronenstrahl gleicher Geschwindigkeit reduziert.</p>

b) Stochastisches Kühlen: Die Abweichung eines Teilchens innerhalb eines Teilchenpulses von der Sollage wird mit Hilfe einer "Pick-up"-Sonde diagnostiziert und an geeigneter Stelle durch entsprechende Korrekturlemente verkleinert. Dieses Verfahren führt bei niedrigen Strahlintensitäten zu kurzen Kühlzeiten.

Kühlstrecke

Eine freie Driftstrecke im Ring, die für die Elektronenkühlung genutzt wird.

Kühlzeit

Die Zeit, in der durch Kühlung das Phasenraumvolumen des Strahles auf $1/e$ reduziert wird.

K-Wert

Das "Masse-Energie-Produkt"

$$K = M \cdot E/Z^2$$

mit M = relativistische Masse des Teilchens (u)

Z = atomare Ladung des Teilchens

E = kinetische Energie des Teilchens (MeV)

Luminosität

Produkt aus Strahlstrom (in Teilchen pro sec) und Targetdicke (in Teilchen pro cm^2). Sie ist bei gegebener Detektoranordnung proportional zur Zählrate.

Phasenvorschub μ, δ

Winkel, um den sich die Lage eines Teilchens auf der Phasenellipse in einer Einheitszelle bzw. während eines Umlaufs verändert hat. Aus der Transformationsmatrix, wie sie im Programm "TRANSPORT" berechnet wird, erhält man

$$\mu = \arccos \frac{1}{2} (R_{11} + R_{22})$$

Resonanzen

Eventuelle kleine Störungen in der Ringstruktur führen in der Bewegung der Teilchen zu Abweichungen von der Sollbahn. Durchlaufen Teilchen solche Störungen regelmäßig mit derselben Phasenlage, können diese Resonanzen zu Strahlverlusten führen (Stoppbänder). Im Arbeitspunktdiagramm werden die

Gebiete der Resonanzen als Linien eingezeichnet. Sie sind charakterisiert durch $nQ_x + mQ_z = p$ mit n, m, p -ganzzahlig. Bei der Wahl des Arbeitspunktes muß gewährleistet sein, daß dieser möglichst weit von Resonanzgebieten entfernt bleibt.

Raumladungsgrenze

Bei hohen Strahldichten sind die abstoßenden Coulombkräfte der Teilchen untereinander so groß, daß sie zu einer Verbreiterung des Arbeitspunktes führen ("Tune-shift"). Die Raumladungsgrenze des Ringes ist erreicht, wenn durch diesen "Tune-shift" Strahlverluste eintreten.

SNQ

Spallations-Neutronen-Quelle (KFA-Projekt)

UHV

Ultrahochvakuum

Beschreibung des Strahles (für die horizontale Richtung)

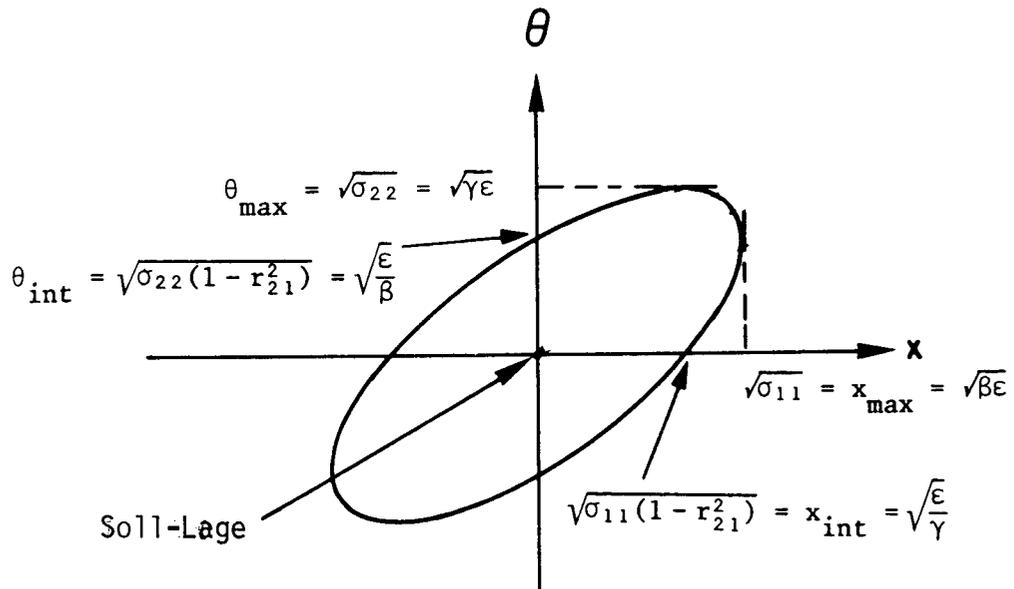
(Notation s. TRANSPORT bzw. Bovet, Ref. 10, 27)

a) Im Transport-Formalismus

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A1})$$

mit $\sqrt{\sigma_{11}} = x_{\max}$

$\sqrt{\sigma_{22}} = \theta_{\max}$



Die Emittanz des Strahles ist gegeben durch

$$\epsilon = \pi x_{\max} \cdot \theta_{\text{int}} = \pi \cdot x_{\text{int}} \cdot \theta_{\max} \quad (\text{A2})$$

$$\text{mit } x_{\text{int}} = \sqrt{\sigma_{11} \left(1 - \frac{\sigma_{12}^2}{\sigma_{11}\sigma_{22}}\right)} \quad (\text{A3})$$

$$\theta_{\text{int}} = \sqrt{\sigma_{22} \left(1 - \frac{\sigma_{12}^2}{\sigma_{11}\sigma_{12}}\right)} \quad (\text{A4})$$

b) Im Twiss-Formalismus

$$\sigma = \varepsilon \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} \quad \text{mit } \det \sigma = 1 \quad (\text{A5})$$

α, γ = Twiss-Parameter

β = Betatronamplitude

ε = Emittanz

Damit erhält man aus der Transport-Strahlmatrix die Betatronamplitude

$$\beta = \frac{\sigma_{11}}{\varepsilon} \quad (\text{A6})$$

Transportformalismus für die Teilchenoptik

Lösung der Bewegungsgleichung mit dem Ansatz

$$x_i(t) = R_{ij} \cdot x_j(t=0) \quad (\text{A7})$$

dabei sind die Koordinaten $x_i = (x, \theta, z, \phi, l, \Delta p/p)$ die Abstände von der Sollbahn x, z , die Position l entlang der Bahn, die Winkel θ, ϕ der Bahn zur Sollbahn und die Abweichung vom Sollimpuls Δp .

Bei Annahme von Mittelebenensymmetrie und Ablenkung in der x -Ebene hat die Matrix die Gestalt

$$R_{ij} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & R_{55} & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A8})$$

Für Punkt zu Punktabbildung ($R_{12} = 0$) werden R_{11} die Vergrößerung und R_{16} die Dispersion genannt.

c) Für monochromatische Teilchen in einer Ebene läßt sich R durch die Twissparameter ausdrücken.

$$R = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha \sin \mu & \beta \sin \mu \\ -\gamma \sin \mu & \cos \mu - \alpha \sin \mu \end{pmatrix} \quad (\text{A9})$$

α, γ = Twissparameter

μ = Phasenvorschub

β = Betafunktion

Durch Vergleich von TRANSPORT - und TWISS-Matrix ergibt sich:

$$\text{Phasenvorschub:} \quad \mu = \arccos \frac{1}{2} (R_{11} + R_{22}) \quad (\text{A10})$$

$$\alpha = \frac{1}{2} (R_{11} - R_{22}) / \sin \mu \quad (\text{A11})$$

$$\beta = R_{12} / \sin \mu \quad (\text{A12})$$

$$\gamma = -R_{21} / \sin \mu \quad (\text{A13})$$

Zusammenstellung der wichtigsten Formeln

a) Arbeitspunkt: $Q = \frac{\mu}{2\pi}$ bzw. bei einer Struktur mit n Perioden
 $Q = n \frac{\mu}{2\pi}$, wobei μ der Phasenvorschub pro Periode ist. (A14)

b) Betatronamplitude: $\beta = \frac{\sigma_{11}}{\epsilon}$ (A6)

c) Emittanz: $\epsilon = \pi \cdot \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2}$ (A2)

d) Phasenvorschub: $\mu = \arccos \frac{1}{2} (R_{11} + R_{22})$ ($|R_{11} + R_{22}| < 2$
 ist Voraussetzung für stabilen Strahl in
 einer periodischen Strahlführungsstruktur) (A10)

Beschreibung der Einteilchen-Bewegung in einem Synchrotron
(s. Ref. 19 und 27)

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + K_x(s) = \frac{\Delta p/p}{\rho(s)} \quad (A15)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + K_z(s) = 0$$

$K(s)$ = rücktreibende Kraft (in m^{-1})

Für Quadrupole gilt: $K^2 = \frac{B/a}{B \cdot \rho}$ (A16)

mit dem Feldgradienten B/a (in T/m)

und der magnetischen Steifigkeit $B \cdot \rho$ (in T · m)

für Teilchen mit dem Impuls p : $3.356 \cdot p = B \cdot \rho$ (p in GeV/c) (A17)

Lösung der Bewegungsgleichung

$$x(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)} \cos[\psi(s) + \delta] \quad (A18)$$

$$x'(s) = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\beta(s)}} \left\{ \alpha(s) \cos[\psi(s) + \delta] + \sin[\psi(s) + \delta] \right\}$$

$$\psi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta(s)}$$