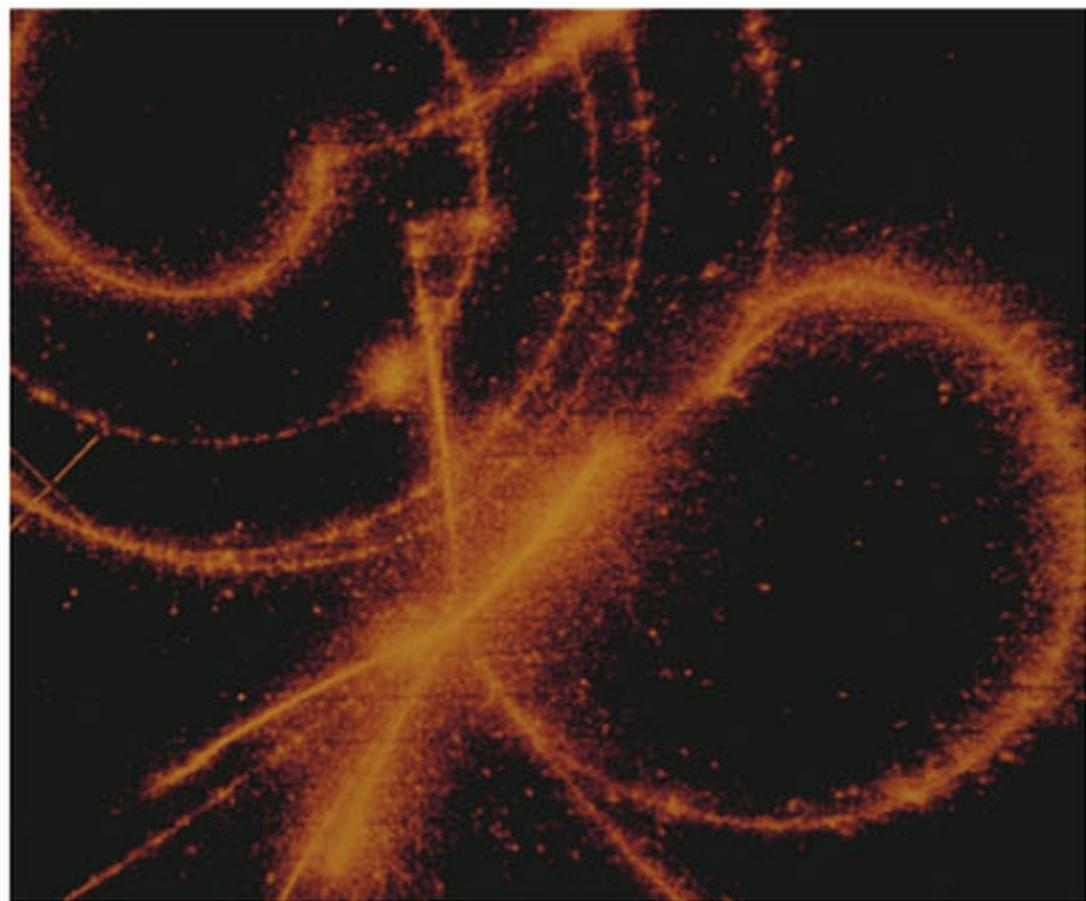


Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik



Hartmut Machner

**Einführung in die Kern- und
Elementarteilchenphysik**

Hartmut Machner

Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik



WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA

Autor

Prof. Dr. Hartmut Machner
Institut für Kernphysik
Forschungszentrum Jülich
h.machner@fz-juelich.de

Umschlagbild

Falschfarbenbild vom Zerfall eines positiv geladenen Pions, aufgenommen mit einer Strömungskammer.
(Mit freundlicher Genehmigung des CERN)

Das vorliegende Werk wurde sorgfältig erarbeitet. Dennoch übernehmen Autor und Verlag für die Richtigkeit von Angaben, Hinweisen und Ratschlägen sowie für eventuelle Druckfehler keine Haftung.

Bibliografische Information

Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

© 2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA,
Weinheim

Alle Rechte, insbesondere die der Übersetzung in andere Sprachen vorbehalten. Kein Teil dieses Buches darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages in irgendeiner Form – durch Photokopie, Mikroverfilmung oder irgendein anderes Verfahren – reproduziert oder in eine von Maschinen, insbesondere von Datenverarbeitungsmaschinen, verwendbare Sprache übertragen oder übersetzt werden.

Printed in the Federal Republic of Germany
Gedruckt auf säurefreiem Papier

Druck Strauss GmbH, Mörlenbach
Bindung Litges & Dopf Buchbinderei GmbH,
Heppenheim

ISBN-10 3-527-40528-3

ISBN-13 978-3-527-40528-2

Meiner lieben Frau Juliane
und meinen Söhnen Moritz und Fabian gewidmet.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	XIII
1 Historische Anfänge	1
1.1 Aufgaben	4
2 Experimentelle Methoden	7
2.1 Beschleuniger	7
2.1.1 Gleichspannungsbeschleuniger	7
2.1.2 Linearbeschleuniger	9
2.1.3 Kreisbeschleuniger	11
2.2 Detektoren	16
2.2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	17
2.2.2 Messung der Ionisation	23
2.2.3 Positionsmessung	25
2.2.4 Teilchenidentifizierung	29
2.2.5 Zeitmessung	32
2.2.6 Energiemessung	34
2.2.7 Impulsmessung	35
2.3 Aufgaben	39
3 Globale Eigenschaften von Kernen und Nukleonen	43
3.1 Massen, Bindung	43
3.2 Streuexperimente	49
3.2.1 Die Methode	49
3.2.2 Streuung an einer harten Kugel	51
3.2.3 Begriffe und Einheiten	52
3.3 Quantenmechanik der Streuung	55
3.3.1 Die Born'sche Näherung	58
3.3.2 Die Eikonal-Näherung	58
3.3.3 Die Rutherford-Streuung	59
3.4 Elastische Elektronenstreuung an Kernen	61
3.4.1 Formfaktoren und Mott-Streuung	61
3.4.2 Ladungsverteilung von Kernen	64
3.5 Streuung leichter Ionen an Kernen	68
3.5.1 Das Kastenpotential	68
3.5.2 Materieverteilung	69

3.6	Elektromagnetische Momente	72
3.6.1	Magnetische Momente	72
3.6.2	Elektrische Quadrupolmomente	76
3.7	Ladungsverteilung der Nukleonen	79
3.8	Partonen	84
3.9	Partialwellenerlegung	86
3.9.1	Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung	86
3.9.2	Totaler Wirkungsquerschnitt	88
3.10	α -Zerfall	92
3.10.1	Gamow'sches Modell der Potentialdurchtunnelung	92
3.10.2	Spektroskopische Faktoren	98
3.10.3	Protonen-Radioaktivität	100
3.10.4	Cluster-Radioaktivität	100
3.11	Halbklassische Beschreibung	101
3.12	Die Nukleon–Nukleon-Wechselwirkung	104
3.12.1	Das Deuteron	104
3.12.2	Nukleon–Nukleon-Streuung	110
3.12.3	Feld-theoretische Beschreibung der Wechselwirkungen	116
3.13	Aufgaben	123
4	Kernmodelle	127
4.1	Fermi-Gas-Modell	127
4.2	Tröpfchenmodell	130
4.3	Das Schalenmodell	137
4.3.1	Sphärische Potentiale	137
4.3.2	Spin–Bahn-Wechselwirkung	143
4.3.3	Restwechselwirkung	146
4.4	Deformierte Kerne	153
4.5	Das optische Modell	155
4.6	Einteilchen-Anregungen	162
4.7	Kollektive Anregungen	167
4.7.1	Vibrationen	168
4.7.2	Rotierende Kerne	170
4.7.3	Transurane und Spaltung	177
4.8	Aufgaben	181
5	Ungebundene Systeme, Symmetrien	185
5.1	Resonanzen in Kernen	185
5.2	Riesenresonanzen	191
5.3	Erhaltungsgrößen	194
5.3.1	Raum-Zeitliche Verschiebungen	197
5.3.2	Rotation	198
5.3.3	Halbzahlige Spins	200
5.3.4	Die Parität \mathcal{P}	201
5.3.5	Die Zeitumkehr \mathcal{T}	203
5.3.6	Der Isospin	207

5.4	Eigenschaften der Feldteilchen	209
5.4.1	Die Entdeckung des Pions	209
5.4.2	Spin des geladenen Pions	211
5.4.3	Isospin der Pionen	212
5.4.4	Spin und Parität des Photons	214
5.4.5	Schwellenproduktionen	215
5.5	Empirische Erhaltungssätze	218
5.5.1	Ladungserhaltung	218
5.5.2	Folgerungen aus der Existenz und aus dem β -Zerfall des Neutrons	221
5.6	Das π -Nukleon-System	222
5.6.1	Die π -Nukleon-Wechselwirkung	222
5.6.2	Nukleonenresonanzen	225
5.7	Resonanzen im π - π -System	229
5.7.1	Zweipionen-Systeme	229
5.7.2	Dreipionen-Systeme	231
5.8	Die Strangeness	234
5.9	η -Zerfälle und die C -Konjugation	238
5.10	Aufgaben	241
6	Quarkonia und die starke Wechselwirkung	247
6.1	Multipletts leichter Quarks	247
6.1.1	Anordnungen in Multipletts, Quarks	247
6.1.2	Quarkmassen	255
6.1.3	Farbe	261
6.1.4	Quarklinien	261
6.2	Schwere Quarks	263
6.2.1	Die Entdeckung des Charms	263
6.2.2	Die Entdeckungen des Bottom- und des Top-Quarks	267
6.3	QCD, Jets und Gluonen	270
6.3.1	Quark-Quark-Potential	270
6.3.2	Die laufende Kopplungskonstante	274
6.3.3	Das Saitenmodell	277
6.3.4	Nichtresonante $q\bar{q}$ -Erzeugung	279
6.3.5	Gluonenabstrahlung	282
6.3.6	Die Gluon-Gluon-Wechselwirkung	285
6.4	Struktur der Nukleonen	287
6.4.1	Skaleninvarianz	287
6.4.2	Das Quark-Parton-Modell	293
6.4.3	Neutrinostreuung	296
6.4.4	Skalenbrechung und Impulsverteilung der Gluonen	297
6.5	Eichinvarianz	299
6.5.1	Nicht-Abel'sche Eichtransformationen	299
6.5.2	Spontane Brechung der globalen Symmetrie: Goldstone-Mode	303
6.5.3	Spontane Brechung der lokalen Symmetrie: Higgs-Mode	306
6.5.4	Higgs-Mechanismus und Isospin	307

6.6	Chirale Störungstheorie	308
6.6.1	Chiraler Grenzfall	308
6.6.2	Partiell erhaltener axialer Strom	310
6.6.3	$\pi\pi$ -Streuung	311
6.6.4	Offene Probleme	313
6.7	Streuung von Hadronen bei hohen Energien	316
6.8	Aufgaben	320
7	Die elektroschwache Wechselwirkung	325
7.1	Leptonen	325
7.1.1	Eigenschaften geladener Leptonen	325
7.1.2	Die Neutrino-Hypothese	330
7.2	Der nukleare β -Zerfall, Fermi's Theorie	332
7.3	Verletzung der Paritätserhaltung, Helizität der Leptonen	338
7.3.1	Das Wu-Experiment	339
7.3.2	Der Zerfall des Λ -Hyperons	341
7.3.3	Die Helizität der Leptonen	343
7.4	Die $V - A$ -Wechselwirkung	345
7.5	Test der $V - A$ -Theorie	348
7.6	Der neutrale, schwache Strom	352
7.7	Die Feldbosonen der schwachen Wechselwirkung	354
7.8	Schwache Zerfälle von Teilchen mit Strangeness	358
7.9	Verallgemeinerung auf sechs Quarks	359
7.10	Die Vereinheitlichung der elektrischen und der schwachen Wechselwirkung	362
7.11	Oszillationen, \mathcal{CP} -Verletzung	366
7.11.1	Das Zweizustandsproblem	366
7.11.2	Die neutralen Kaonen	369
7.11.3	Oszillation und Regeneration	371
7.11.4	Verletzung der \mathcal{CP} - und der \mathcal{T} -Invarianz	373
7.11.5	\mathcal{CP} -Verletzung im Standardmodell	381
7.12	Neutrinos	386
7.12.1	Drei Leptonenfamilien	387
7.12.2	Sonnenneutrinos	389
7.12.3	Atmosphärische Neutrinos	393
7.12.4	Neutrinooszillationen	395
7.13	Aufgaben	402
8	Kerne in exotischen Zuständen	407
8.1	Hyperkerne	407
8.2	Mesonische Atome	411
8.3	Schwerionenphysik bei mittleren Energien	414
8.3.1	Heiße Kerne	414
8.3.2	Weitere Thermometer	418
8.3.3	Thermalisierung	419
8.3.4	Die Zustandsgleichung	423

8.4	Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma	425
8.5	Nukleares Brennen, Neutronensterne	428
8.6	Aufgaben	433

Anhang

A	Fourier-Transformationen	437
B	Die Raum-Zeit	439
B.1	Vierervektoren	439
B.2	Lorentz-Transformationen	440
B.3	Kovariante Formulierung der Elektrodynamik	441
C	Kinematik und Phasenraum	443
C.1	Kinematik	443
C.2	Zweikörper-Kinematik	446
C.3	Dreikörper-Kinematik	449
C.4	Methode der fehlenden Masse	455
C.5	Rapidität	455
D	Addition von Drehimpulsen	457
E	Die Dirac-Gleichung	459
E.1	Wellengleichungen	459
E.2	Lösungen der Dirac-Gleichung	463
F	Matrixelemente aus Feynman-Graphen	465
F.1	Regeln der QED	465
F.2	Regeln der QCD	468
G	Generatoren für die Gruppe $SU(3)$	471
H	Quantenzahlen der Mesonen	475
	Literaturverzeichnis	477
	Index	489

Vorwort

Doch muss man bedenken, dass eine fruchtbare Theorie niemals aus dem Nichts entspringt und dass man stets auf die schon vorliegenden Untersuchungen angewiesen ist. Darum muss jeder Forscher, der vorwärts kommen will, vor allem dasjenige kennen lernen, was Andere vor ihm geleistet haben.

Max Planck

Dieses Buch hat wie so viele andere seinen Ursprung in Vorlesungen, die ich mehrfach an der Universität Duisburg-Essen für Studenten nach dem Vordiplom gehalten habe. Historisch haben sich Kernphysik und Teilchenphysik nach gemeinsamen Anfängen getrennt. Heute gibt es jedoch soviel Überlappung zwischen den beiden Gebieten, dass eine gemeinsame Behandlung gerechtfertigt erscheint. Es ist ein Ziel dieses Buches, diese Gemeinsamkeiten sowohl in der experimentellen als auch in der theoretischen Methodik herauszuarbeiten. Es ist also nicht, wie es häufig zu finden ist, ein Nebeneinander von Kern- und Teilchenphysik.

Nicht alles, was in diesem Buch steht, kann in dem zeitlich begrenzten Rahmen einer Vorlesung gebracht werden. Es ist aber sicherlich besser man kann Abschnitte übergehen, als dass sie schmerzlich vermisst werden. Natürlich ist die Auswahl des Stoffes manchmal willkürlich und dem eigenen Geschmack folgend. Dennoch hoffe ich, den Geschmack vieler Lehrenden und Lernenden getroffen zu haben. Eine Einführung kann natürlich nicht an allen Stellen so weit in die Tiefe gehen, dass alles immer umfassend dargestellt wird. Daher habe ich häufig die Originalarbeiten angegeben, bzw. auf weiterführende Literatur hingewiesen.

Der gesamte Komplex der Anwendungen der Kern- und Elementarteilchenphysik sowie der Anwendungen ihrer Methoden und Geräte ist im vorliegenden Text gänzlich unbeachtet geblieben. Dies liegt nicht daran, dass dieses Gebiet uninteressant ist, ganz im Gegenteil ist es äußerst reizvoll, aber eine auch nur ansatzweise Diskussion hätte den Rahmen dieses Buches gesprengt.

Es ist im Allgemeinen unmöglich, für jede physikalische Größe einen eigenen Buchstaben zu finden. Daher sind Bezeichnungen nahezu immer im Kontext erklärt. Ein anderes Problem ist die Frage nach den Einheiten. Hier werden die üblichen SI-Einheiten verwendet, soweit nicht praktische Erwägungen dem entgegenstehen. Da die Kern- und die Elementarteilchenphysik mit beschleunigten Teilchen arbeiten, ist es bequem, die Energieeinheit eV zu benutzen. Dies ist die Energie, die ein Teilchen mit der elektrischen Ladung e nach dem Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 V gewinnt. Gemäß der Einstein'schen Beziehung $E = mc^2$ ist die Einheit der Masse dann eV/c^2 . Die Einheit des Impulses ist eV/c . Typische Energien in der Kernphysik sind MeV/c^2 , und GeV/c^2 in der Teilchenphysik. Häufig setzt

man $\hbar = c = 1$. Ein solches System nennt man „natürliche“ Einheiten. In theoretischen Abschnitten wird davon Gebrauch gemacht. Man erhält die normalen Einheiten zurück, indem man eine Dimensionsbetrachtung anstellt.

Die Feinstrukturkonstante ist $\alpha \equiv e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) \approx 1/137$. Die Wahl von cgs-Einheiten wird strikt vermieden, da ein fehlender Faktor 4π durch eine Dimensionsbetrachtung nicht zurückgewonnen werden kann.

Manche Lehrbücher, insbesondere solcher theoretischer Art, benutzen die sogenannte Lorentz-Heaviside-Konvention. In ihr wird nicht nur $\hbar = c = 1$, sondern auch $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$ gesetzt, was durch die Beziehung $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ nahe liegt. Da dann $\alpha = e^2/(4\pi) \approx 1/137$ ist, hat die elektrische Ladung e einen anderen Wert: $e_{LH} = e/\sqrt{\epsilon_0}$. Wenn natürliche Einheiten oder die Lorentz-Heaviside-Konvention benutzt wird, ist dies im Text stets deutlich gemacht.

H. Machner

Jülich, im Januar 2005

1 Historische Anfänge

Die Anfänge der Kern- und der Teilchenphysik liegen am Ende des 19. Jahrhunderts. Hallwachs, ein Student von H. Hertz, zeigte 1888, dass sich eine Metallplatte unter Bestrahlung mit ultraviolettem Licht elektrisch auflädt. Im folgenden Jahr konnte Lenard zeigen, dass es sich bei der emittierten Strahlung um Kathodenstrahlung handelte. Diese waren bereits 1858 von Plücker entdeckt worden. Diese Arbeiten waren Grundlage für Einsteins Theorie des Photoeffektes. 1892 konnte Lenard als Assistent von H. Hertz in Bonn die Kathodenstrahlen durch ein dünnes Fenster aus dem Vakuum austreten lassen, um mit ihnen zu experimentieren. Fünf Jahre später zeigte J. J. Thompson, dass das Verhältnis Masse zu Ladung (m/e) bei den Kathodenstrahlen viel kleiner ist als bei Ionen. Er nannte die Kathodenstrahlen Elektronen. 1897 fand Zeeman die Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld (Zeeman-Effekt). Dieser Effekt wurde von Lorentz in seiner Erweiterung der Maxwell'schen Theorie mit Elektronen erklärt. Sie fanden einen viel präziseren Wert für (m/e) und auch das negative Vorzeichen im Vergleich zu Ionen.



Abbildung 1.1: E. Rutherford (rechts) in Diskussion mit J. J. Thompson.

Eine ganz andere Strahlung fand 1896 Becquerel: Sie stammte aus dem Uran und schwärzte Photoplatten. Das Ehepaar Pierre und Marie Curie suchte weitere Strahler in der Pechblende und fanden dabei zwei neue Elemente: das Polonium und das Radium. Letzteres strahlt viel stärker als das Uran.

Als den Vater der Kernphysik kann man E. Rutherford bezeichnen (s. Abb. 1.1). Er fand 1903, dass die radioaktive Strahlung aus 3 Komponenten bestand: α -, β - und γ -Strahlen. Die α - und β -Strahlen wurden in magnetischen Feldern in unterschiedliche Richtungen abgelenkt, sie haben also Ladungen mit unterschiedlichen Vorzeichen. Im Gegensatz dazu ist die γ -Strahlung ungeladen. Die α -Strahlen konnten als ${}^4_2\text{He}$ -Kerne identifiziert werden, die β -Strahlen als Elektronen und die γ -Strahlen als elektromagnetische Wellen. Die Ursprünge dieser drei Strahlungen sind verschiedene Zerfallsprozesse in Kernen. Zu diesen drei Zerfallsprozessen gehören drei fundamentale Wechselwirkungen, die für die Zerfälle verantwortlich sind. α -Zerfälle werden durch die starke Wechselwirkung, β -Zerfälle durch die schwache Wechselwirkung und γ -Zerfälle durch die elektromagnetische oder Coulomb-Wechselwirkung hervorgerufen. Das Studium dieser drei Wechselwirkungen sowie die durch sie bestimmte Struktur der subatomaren Materie sind Gegenstand dieses Buches.

Die vierte fundamentale Wechselwirkung ist die Gravitation. Sie ist sehr viel schwächer noch als die schwache Wechselwirkung. Sie spielt daher bei den Objekten unseres Interesses keine Rolle. Die Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen, heißen Hadronen. Sie können elektrisch geladen und ungeladen sein. Gleiches gilt für Teilchen, die nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Sie heißen Leptonen.

Die Radioaktivität A eines Strahlers, der aus N Teilchen besteht, ist

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N. \quad (1.1)$$

Integration ergibt

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.2)$$

wobei λ der Zerfallskonstanten und N_0 der Zahl der radioaktiven Teilchen zur Zeit $t = 0$ entsprechen. Man definiert die Halbwertszeit als die Zeit, in der die Hälfte aller Teilchen zerfallen sind. Dann ist

$$N(t_{1/2}) = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} = \frac{N_0}{2}. \quad (1.3)$$

Daraus ergibt sich der Zusammenhang von Halbwertszeit und Zerfallskonstante

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Die Lebensdauer ist durch

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.5)$$

gegeben. Die drei Wechselwirkungen haben unterschiedliche Stärken, wie schon in den Namen angedeutet. Als Folge daraus ergeben sich unterschiedliche Lebensdauern für die Wechselwirkungen. Typische Werte für die Lebensdauern von Teilchen sind:

Typ Wechselwirkung	\approx Lebensdauern (s)
starke	$< 10^{-20}$
schwache	$> 10^{-10}$
elektromagnetische oder Coulomb	$10^{-20} - 10^{-10}$.

Im Thompson'schen Modell der Atome (gemeinsam mit Thomson formuliert) bestand ein Atom mit der Massenzahl A aus einer Kugel, die A Protonen (elektrisch positiv geladenes Teilchen großer Masse) und A Elektronen enthält. Aber Lenard zeigte 1903 durch Untersuchung des Durchgangs von Elektronen durch Materie, dass Atome im Wesentlichen leerer Raum sind. Aus den Streuexperimenten von Marsden und Geiger schloss Rutherford 1911 auf einen winzigen Kern, der praktisch die ganze Masse enthält, sowie auf eine Elektronenhülle mit Z Elektronen ($Z =$ Ordnungszahl im Periodensystem). Der Kern bestand demnach aus A Protonen und $A - Z$ Elektronen. Rutherford führte bereits 1919 die erste künstliche Elementumwandlung durch. Das Proton wies er als elementares Teilchen erstmals ebenfalls 1919 in der Reaktion



nach. Dieses Bild des Atoms änderte sich erst durch die Entdeckung des Neutrons nach einigen Irrwegen. Walter Bothe und Herbert Becker untersuchten die Reaktion



wobei die α -Teilchen aus dem radioaktiven Zerfall des Poloniums stammten. Sie interpretierten aber das neutrale Teilchen als Röntgen-Strahlung, was, wie wir heute wissen, eine Fehlinterpretation war. Frederic Joliot und seine Frau Irene, geb. Curie studierten den gleichen Prozess. Sie fanden, dass die neutrale Strahlung Protonen aus Paraffin schlagen kann. Sie nahmen γ -Strahlung als Ursache an, was ebenfalls falsch war. Die Entdeckung des Neutrons blieb der Rutherford'schen Schule vorbehalten. James Chadwick fand, dass die Geschwindigkeit des Protons aus dem Paraffin etwa ein Zehntel der Lichtgeschwindigkeit betrug. Für die Reaktion



mit p dem Proton müsste ein einlaufendes γ -Quant die Energie von 50 MeV gehabt haben. Aber γ -Strahlen aus Zerfällen haben nur wenige MeV Energie. Er schloss daher auf die Existenz eines neutralen Teilchens (1932), des Neutrons, das etwa die gleiche Masse wie das Proton haben muss. Ein Atomkern des Elementes mit Z Elektronen und mit der Massenzahl A sollte daher aus Z Protonen und $N = A - Z$ Neutronen bestehen.

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Bausteine des Atoms. Für die Massen wurde die Umrechnung $1 \text{ eV}/c^2 = 1.78266173170 \times 10^{-36} \text{ kg}$ benutzt.

Teilchen	Masse (MeV)	Ladung (e)	Lebensdauer	Spin (\hbar)
e	0.510 998 902(21) [1]	-1	$> 2 \times 10^{22}$ Jahre	1/2
p	938.271 998(38) [1]	+1	$> 1.6 \times 10^{25}$ Jahre	1/2
n	939.565 330(38) [1]	0	888.6(3.5) s	1/2
γ	$< 6.7 \times 10^{-25}$ [2]	0	∞	1

Einige Eigenschaften der Atombausteine sind in der Tabelle 1.1 zusammengestellt. Sie werden weiter unten durch weitere Eigenschaften ergänzt. Da die Massen der Protonen und



Abbildung 1.2: Die Teilnehmer der Solvay-Konferenz von 1933. Sitzend von links nach rechts: E. Schrödinger, I. Joliot-Curie, N. Bohr, I. Ioffe, M. Curie, P. Langevin, O. Richardson, E. Rutherford, T. DeDonder, M. de Broglie, L. de Broglie, L. Meitner, J. Chadwick. Dahinter stehend: E. Henriot, F. Perrin, F. Joliot, W. Heisenberg, H. Kramers, E. Stahel, E. Fermi, E. Walton, P. Dirac, P. Debye, N. Mott, B. Cabrera, G. Gamow, W. Bothe, P. Blackett, M. Rosenblum, J. Errera, E. Bauer, W. Pauli, M. Cosyns, J. Verschaffelt, E. Herzen, J. Cockcroft, C. Ellis, R. Peierls, A. Piccard, E. Lawrence, L. Rosenfeld.

Neutronen ungefähr gleich sind, sprechen wir manchmal von ihnen als Nukleonen. Ein Kern hat also A Nukleonen. Die Bausteine der Materie haben alle den Spin $1/2$.

Eine schöne Darstellung der historischen Entwicklung der Kern- und Teilchenphysik hat Segrè gegeben [3]. Eine sehr anspruchsvolle Geschichte der Atom-, Kern- und Teilchenphysik stammt von A. Pais [4]. Die Geschichte der Teilchenphysik anhand von Reproduktionen der Originalarbeiten wurde von Cahn und Goldhaber verfasst [5]. Alle führenden Physiker auf dem Gebiet der Kern- und Teilchenphysik passten 1933 noch auf eine Photographie (s. Abb. 1.2). Autorenlisten großer Kollaborationen in der Teilchenphysik umfassen heutzutage einige hundert Namen!

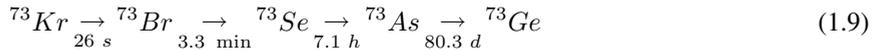
Kern- und Teilchenphysik benutzen im Großen und Ganzen die gleichen Methoden zur Untersuchung ihrer Objekte. Durch die verschiedenen Energieskalen sehen jedoch die Geräte unterschiedlich aus. Ein weiterer Unterschied ist mehr prinzipieller Natur: Die Kernphysik ist nicht einfach ein Vielfaches der Teilchenphysik, da die gebundenen Konstituenten sich prinzipiell anders verhalten können als die freien Teilchen. So ist zum Beispiel das freie Proton stabil, im Kern kann es aber durchaus über einen β -Zerfall in ein Neutron übergehen. Umgekehrt ist das freie Neutron instabil, es gibt jedoch stabile Kerne, was bedeutet, dass ein Neutron darin stabil ist.

Den Lebensdauern der Kerne sieht man daher nicht direkt die den Zerfällen zugrunde liegende Wechselwirkung an. Anders verhält es sich wie schon diskutiert bei den Zerfällen freier Teilchen.

1.1 Aufgaben

1. Berechnen Sie die Masse eines Protons (Elektrons) in kg.
2. Es sei $\hbar = c = 1$. Wie groß sind 1 m, 1 s und 1 kg in den sich ergebenden Einheiten? Wir sehen später, dass 1 b (barn) = 10^{28} m² ist. Wie groß ist 1mb in GeV⁻²?

3. Wir betrachten die radioaktive Zerfallskette



Stellen sie das System gekoppelter Differentialgleichungen für die Kette auf und lösen Sie es.

4. In einer Kernreaktion werden pro Sekunde 500 ${}^{73}\text{Kr}$ -Kerne erzeugt. Die Produktion erfolgt für 10 min. Wie viele ${}^{73}\text{Se}$ -Kerne gibt es 10 min nach Ende der Produktion? Hinweis: Die aufzustellende Differentialgleichung kann mit der Methode der Variation der Konstanten gelöst werden.
5. Die zwei häufigsten Isotope im Uranerz haben folgenden Häufigkeiten und Halbwertszeiten:

Isotop	Häufigkeit (%)	$t_{1/2}$ (a)
${}^{235}\text{U}$	0.720	7.038×10^8
${}^{238}\text{U}$	99.275	4.468×10^9

(1.10)

Nehmen Sie an, dass bei der Entstehung des Urans die beiden Isotope ${}^{238}\text{U}$ und ${}^{235}\text{U}$ gleich häufig vorhanden waren. Wann ist das Uran entstanden? Die Erdkruste ist etwa 2.5×10^9 Jahre alt. Welcher Anteil des ${}^{238}\text{U}$ ist nach der Einlagerung in die Erdkruste zerfallen?

2 Experimentelle Methoden

2.1 Beschleuniger

2.1.1 Gleichspannungsbeschleuniger

Schon bald begann man, die elektrisch geladenen Teilchen zu beschleunigen, um so unabhängig von radioaktiven Zerfällen zu werden. Bereits 1932 konnten J. Cockcroft und E. Walton Protonen auf 150 keV beschleunigen und damit die Reaktion



induzieren. Zur Beschleunigung nutzten sie eine elektrostatische Hochspannung, die mit einer Kaskade oder Greinacher-Schaltung erzeugt worden war. Das Prinzip ist in der Abbildung 2.1 dargestellt. Ein Hochspannungstransformator wird benutzt, um die Kondensato-

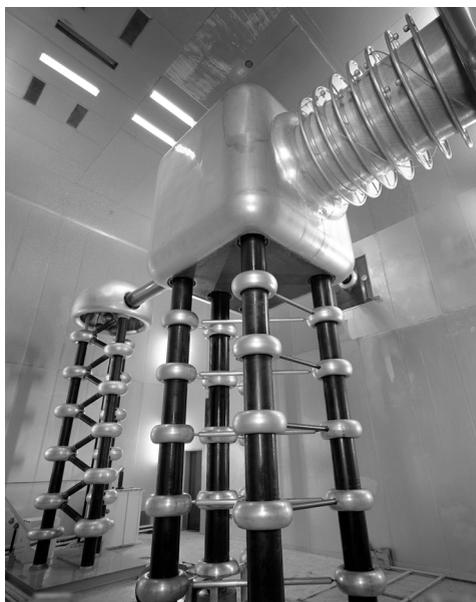
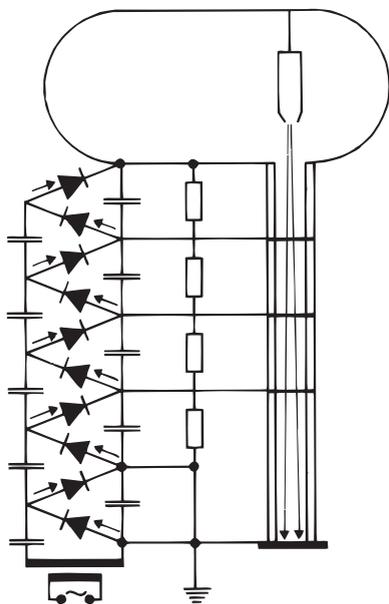


Abbildung 2.1: Links: Prinzip des Cockcroft-Walton-Beschleunigers. Rechts: Cockcroft-Walton-Beschleunigers als Vorbeschleuniger der Anlage am Fermi Laboratory (Photo Fermilab).

ren in der linken Schubsäule in der negativen Halbperiode der sinusförmigen Wechselspannung aufzuladen. Während der positiven Halbperiode werden die Kondensatoren der rechten Glättungssäule aufgeladen. An den Zwischenpunkten der Schubsäule liegt die Spannung $U = nU_0 + U_0 \sin \omega t$ an, wobei n die n -te Kaskadenstufe bezeichnet und U_0 die Spannungsamplitude an der Sekundärseite des Transformators ist. An den Zwischenpunkten der Glättungssäule ist die Spannung $2nU_0$. Im abgebildeten Beispiel wäre also die maximale Spannung $20U_0$.

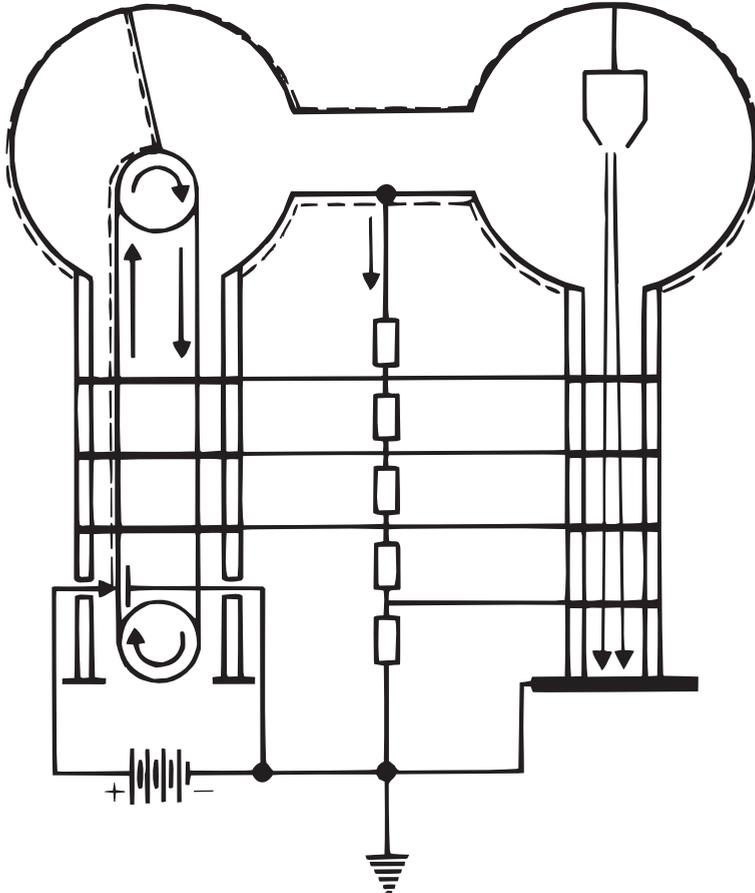


Abbildung 2.2: Prinzip des Van de Graaf-Beschleunigers.

Elektrostatistische Beschleuniger werden heute noch verwendet, wobei die Hochspannung entweder mit einer Kaskade oder einem Van de Graaf-Generator erzeugt wird. Bei Letzterem wird die Hochspannung entweder durch Aufbringen der Ladung auf ein umlaufendes gummiertes Band [6] oder auf eine Ladungskette [7] (Stahlzylinder mit Isolatoren, Pelletron) erzeugt. Die Ladung wird auf die Zylinder durch Induktion übertragen. Die Hochspannung erhält man durch Aufladung eines kugelförmigen Kondensators $U = Q/C$ (oben in der Ab-

bildung 2.2). Für eine Kugel vom Radius r gilt $C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r$. Ein Radius von 1 m ergibt eine Kapazität von 111 pF. Typische Spannungen sind einige MV. Nehmen wir an, dass ein solcher Generator 10 MV Spannung produzieren soll. Dann muss ein Elektronenstrom von $I = U \times C/t = 0.1$ mA fließen. Durch die partielle Spannungsübertragung auf die Beschleunigerröhre (rechts in der Abbildung) erreicht man gleichförmige Feldstärkeverteilungen und damit auch Strahlen geringer Divergenz. Beide Typen von Gleichspannungsbeschleunigern finden wegen der hohen Intensität auch Verwendung als erste Stufe einer Kette von verschiedenen Beschleunigern, die bis zu den höchsten Energien reichen.

Höhere Endenergien für Ionen als mit einem einfachen Gleichspannungsgenerator erhält man durch Umladung (Tandem-Beschleuniger), so dass die Spannung zweifach durchlaufen wird. Wird zum Beispiel ein $^{16}\text{O}^-$ -Ion durch eine Spannung von 30 MV beschleunigt, hat es dann 30 MeV Energie. Nun streift man einige Elektronen in einer Folie aus Kohlenstoff ab und erhält z. B. $^{16}\text{O}^{6+}$ -Ionen. Ein weiteres Durchlaufen der Spannung in nun umgekehrter Richtung ergibt dann insgesamt $7 \times 30 \text{ MeV} = 210 \text{ MeV}$. Um Überschläge zu verhindern, befinden sich die elektrostatischen Beschleuniger in Tanks mit isolierenden Gasen bei hohen Drücken, z. B. SF_6 .

2.1.2 Linearbeschleuniger

Da die hohen Spannungen wegen möglicher Koronaentladungen an Spitzen und Kanten schwierig zu handhaben sind, hat man Linearbeschleuniger mit Wechselfeldern entwickelt. Das Prinzip eines Linearbeschleunigers ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. Die Protonen oder schwerere Ionen durchqueren eine Reihe von Driftröhren innerhalb eines Vakuumtanks. Betrachten wir einen Zeitpunkt, bei dem ein positives Ion sich am Ende der ersten Driftröhre befindet. Die Spannung an dieser Röhre sei ebenfalls positiv. Dann ist die Spannung an der zweiten Röhre negativ und das Ion wird zur zweiten Röhre hin beschleunigt. Während der nächsten Halbperiode durchläuft das Ion die zweite Röhre, die dann positiv geladen ist. Im Inneren ist aber kein Feld, so dass die Bewegung des Ions nicht beeinflusst wird. Wenn das Ion die Röhre verlässt, hat sich die Spannung wieder umgedreht und es erfolgt eine weitere Beschleunigung. Da die Geschwindigkeit des Ions zunimmt, müssen die Längen der Driftröhren entsprechend ausgelegt sein. Im Photo 2.4 sind die Driftröhren eines Linearbeschleunigers für Protonen gezeugt. Die ganze Beschleunigungsstrecke befindet sich in einem Vakuumtank.

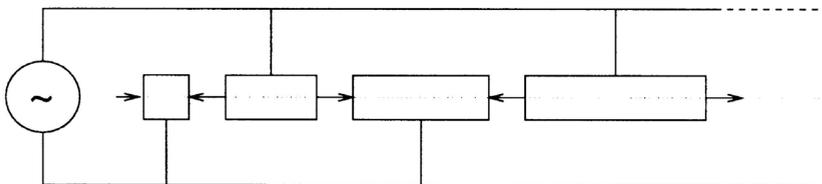


Abbildung 2.3: Prinzip eines Linearbeschleunigers für Protonen und schwerere Ionen (Wideroe-Struktur).

Im Gegensatz zu Ionen haben Elektronen schon nach einer geringfügigen Beschleunigung auf einige MeV nahezu Lichtgeschwindigkeit. Die Driftröhren können daher für solche Energien alle gleiche Längen haben. Am einfachsten sind die Röhren zu Scheiben reduziert, die den Beschleuniger in gleich große Zellen unterteilen. Die einzelnen Zellen eines solchen Linearbeschleunigers bilden Hohlraumresonatoren. Die einzelnen Resonatoren sind durch die Öffnungen und die leitenden Wände derart miteinander verbunden, dass sie mit der richtigen Phasenverzögerung zueinander schwingen. Es bildet sich auf der Achse eine fortlaufende Welle aus, auf der die Elektronen „surfen“. Die einzelnen Resonatoren sind mit Klystron-



Abbildung 2.4: Der Protonenlinearbeschleuniger des Fermi Laboratory (nahe Chicago, Illinois). Die Hochspannungen werden von oben und links zugeführt (Photo Fermilab).

Oszillatoren verbunden, welche die Energie für die elektromagnetische Welle in Form von Mikrowellen (im cm-Wellenlängenbereich) einspeisen. Der größte so betriebene Elektronenbeschleuniger steht in Stanford/Californien (SLAC) und beschleunigt Elektronen auf 25 GeV. Inzwischen baut man supraleitende Hohlraumresonatoren, mit denen man Beschleunigungen von einigen 10 MV/m erreicht. Diese Maschinen sind im Gegensatz zu warmen Linearbeschleunigern praktisch Gleichstrommaschinen. Ein weiterer Vorteil der Supraleitung ist eine effizientere Nutzung der eingespeisten Energie im Vergleich zu warmen Beschleunigern. Ein solcher Linearbeschleuniger, der aber ca. 6 MV/m hat, ist das CEBAF (continuous electron beam accelerator facility) am Jefferson Laboratory (New Port News, Virginia). Hier durchläuft der Strahl mehrfach zwei gleiche Linearbeschleuniger, dazwischen wird er durch Magnete um 180° gebogen (Rennbahn-Mikrotron). In Europa, USA und Japan sind große supraleitende Linearbeschleuniger geplant, bei denen Elektronen sowie Positronen mit ca. 600 GeV aufeinander treffen sollen. Noch ehrgeiziger ist das CLIC Konzept [8], das am CERN (ursprünglich: Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire, das europäische Zentrum für Kern- und Teilchenphysik nahe Genf/Schweiz) verfolgt wird. Hier wird die Energie nicht aus Klystrons gewonnen, sondern aus Strahlen von parallel laufenden Elektronenstrahlen mit geringer Energie aber hohem Strom. Während man für die supraleitenden Beschleuniger Gradienten von 25 MV/m erreicht hat, berichtete das CERN, dass es für eine CLIC-Beschleunigungsstruktur einen mittleren Gradienten von 150 MV/m erreicht habe, wobei der Spitzenwert sogar 195 MV/m betrug [9].

2.1.3 Kreisbeschleuniger

Werden die Teilchen mittels eines Magnetfeldes auf eine Kreisbahn gebracht, genügt eine verhältnismäßig geringe Wechselhochspannung zur Beschleunigung. Der erste Kreisbeschleuniger war das von E. Lawrence erfundene Zyklotron. In der Abbildung 2.5 ist er zusammen mit M. S. Livingston und einem Zyklotron abgebildet. Die Wechselhochspannung wird an „D“-förmige Elektroden angelegt (Dee's genannt, siehe Abbildung 2.6). Die Ionen werden durch

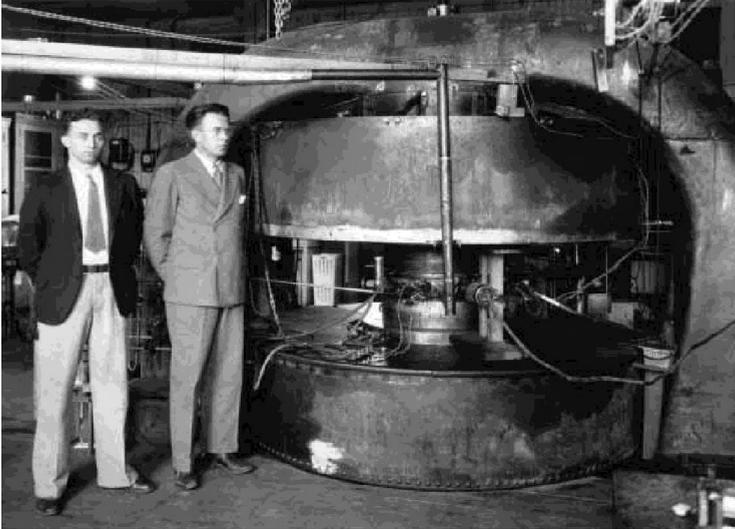


Abbildung 2.5: E. O. Lawrence (rechts) zusammen mit M. S. Livingston vor dem 37-inch-Zyklotron.

ein magnetisches Dipolfeld auf einer Kreisbahn gehalten. Durch zusätzliche Beschleunigung entstehen nahezu spiralförmige Bahnen. Es gibt auf jeder dieser Bahnen ein Paket von Ionen. Diese werden an dem Spalt zwischen den Elektroden beschleunigt. Dazu müssen Umlauf-

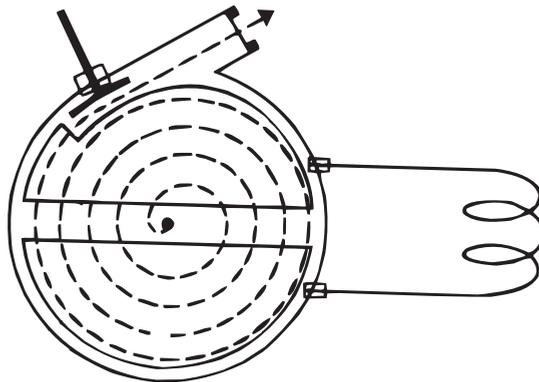


Abbildung 2.6: Das Prinzip der Beschleunigung in einem Zyklotron.

frequenz (Zyklotronfrequenz) und Spannungsfrequenz aufeinander abgestimmt sein. Erstere ist

$$\nu_{\text{Zyk}} = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} B. \quad (2.2)$$

Hierin sind q die Ladung, m die Masse des Ions und B das Magnetfeld. Diese Synchronisation zwischen Umlauffrequenz und Hochspannungsfrequenz

$$\nu_{\text{Zyk}} = \nu_{\text{HF}} \quad (2.3)$$

wird bei zunehmender Energie der Ionen wegen der relativistischen Massenzunahme gestört. Dies führte zu Abänderungen des Zyklotrons. Zum Beispiel kann die Hochfrequenz mit zunehmender Masse und der damit verbundenen Umlauffrequenz abnehmen (Synchrozyklotron).

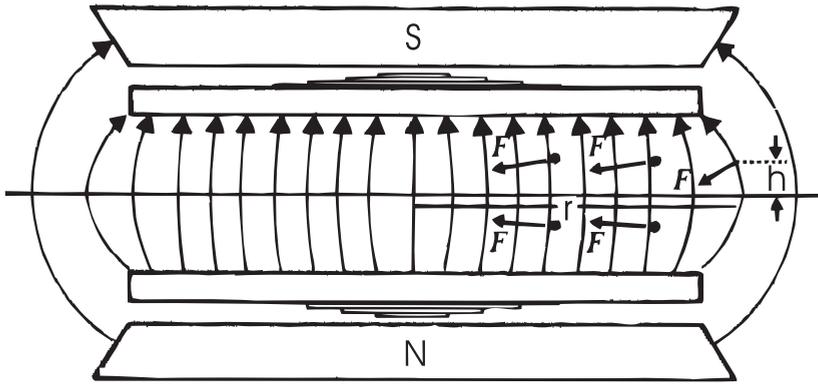


Abbildung 2.7: Die Fokussierung in einem Kompaktzyklotron.

Ein Vorteil des klassischen oder Kompaktzyklotrons, Teilchen auf jedem Radius zu haben, geht dabei verloren, da ja jeweils nur ein Radius synchronisiert ist. Die Eigenschaft, bei gleichem Teilchenstrom nicht alle Teilchen auf einmal, sondern zeitlich gestreckt, nahezu wie bei einem Gleichstrom, zum Experiment zu geben, geht verloren. Diese Eigenschaft ist aber für Koinzidenzexperimente wichtig. Wenn die Wahrscheinlichkeit von mehr als einer Reaktion pro Zeiteinheit nicht mehr klein ist, zeigen gleichzeitig gemessene (koinzidente) Reaktionsteilchen keine Korrelation mehr. Diesen Nachteil kann man wieder wettmachen, indem man, statt mit zunehmender Masse die Frequenz abzuändern, das Magnetfeld zunehmen lässt (s. Gl. (2.2)). Dann verliert man aber eine inhärente Eigenschaft des Kompaktzyklotrons, die Fokussierung (s. Abb. 2.7). In einem normalen magnetischen Dipol nimmt die Homogenität des Feldes nach außen hin ab. Auf Ionen, die sich aus der Mittelebene weg bewegen, wirkt eine Lorentzkraft $F = qrB$, die sie wieder zur Mittelebene zurücktreibt. Beim Isochron- oder AVF-Zyklotron (alternating varying field) wird das Magnetfeld in Bereiche hoher und niedriger Feldstärke unterteilt. Die Teilchen führen nun eine Schwingung um die Mittelebene aus. Die Kanten zwischen hohem und niedrigem Feld bzw. umgekehrt wirken für diese Bewegung fokussierend (Thomas-Fokussierung oder starke Fokussierung). Um die Fokussierung

für alle Radien gleichzeitig zu erzielen, müssen die Kanten entsprechend geformt sein. In Abbildung 2.8 ist die untere Hälfte des Magneten des 500 MeV Zyklotrons am TRIUMF (three universities meson facility) während der Aufbauphase dargestellt.



Abbildung 2.8: Untere Hälfte des Hauptmagneten des Zyklotrons am TRIUMF, Vancouver (mit freundlicher Genehmigung des TRIUMF).

Beim Synchrotron beschränkt man sich für die Teilchenbahnen auf eine Ringzone. Das Teilchen wird bereits relativistisch eingeschossen. Ein Ring aus Dipolmagneten führt das Teilchen (s. Abb. 2.9). Auf jedem Umlauf wird eine Beschleunigungsstrecke durchlaufen. Das Magnetfeld wird synchron gemäß Gleichung (2.2) erhöht. Der erste Beschleuniger dieser Art war das Cosmotron am Brookhaven National Laboratory (BNL nahe New York), das Protonen bis auf 3 GeV beschleunigen konnte. Es bestand aus vier „C“-förmigen Dipolmagneten. Durch die Feldgradienten werden die Teilchen transversal fokussiert, sie führen sogenannte Betatronschwingungen aus, die große Magnete erfordert. Die Vakuumkammer des Cosmotron war ca. $15.3 \text{ cm} \times 66 \text{ cm}$ innerhalb eines Magneten von ca. $2.4 \text{ m} \times 2.4 \text{ m}$ Querschnitt.

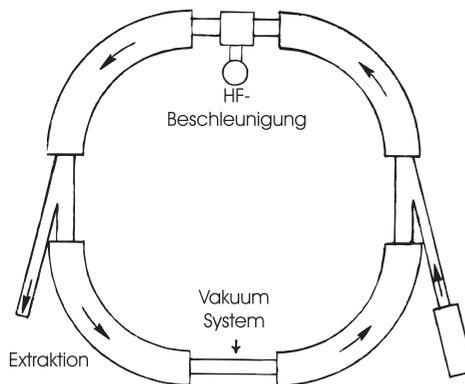


Abbildung 2.9: Das Prinzip des Synchrotrons.

Das totale Gewicht betrug 2000 t. Solche Synchrotrons haben nur eine schwache Fokussierung. Auch hier wurde später die Thomas Fokussierung oder starke Fokussierung eingesetzt (s. Abb. 2.10). Der oben dargestellte Magnet fokussiert umgekehrt wie der untere. Das Ergebnis sind kleinere Schwingungsamplituden, die auch kleinere Vakuumkammern und somit kleinere Magnete erlauben. Das AGS in Brookhaven hat elliptische Vakuumkammern von der Größe 7.6 cm x 17.8 cm, die 240 Magnete eine Querschnittsfläche von ca. 0.91 m × 0.91 m. Das totale Gewicht ist mit 4000 t doppelt so groß wie das des Cosmotrons, aber die Endenergie von 33 GeV ist im Vergleich zu 3 GeV beim Cosmotron zehn mal größer.

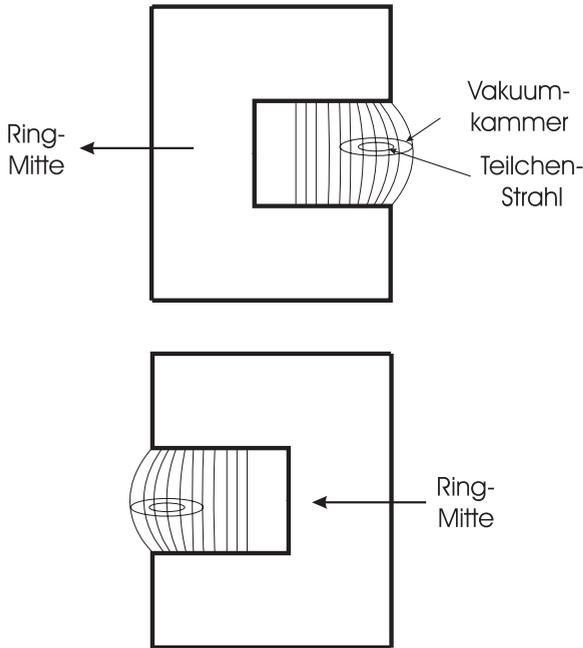


Abbildung 2.10: Starke Fokussierung in Synchrotrons. Die Magnete werden abwechselnd so aufgestellt, dass die Teilchen in der ovalen Vakuumkammer abwechselnd zur Ringmitte hin (oben) und von ihr weg getrieben werden (unten).

Um noch viel höhere Energien zu erreichen, hat es sich als ökonomisch erwiesen, statt eines großen Beschleunigers mit einem festen Target, zwei kleinere Beschleuniger zu bauen, deren Strahlen einander entgegenlaufen. Betrachten wir als Beispiel eine Proton-Proton-Wechselwirkung. Bei einem feststehenden Target wird ein zunehmend größerer Teil der Strahlenergie für die Schwerpunktbewegung genutzt. Nur ein kleinerer Teil der Energie steht für die Produktion neuer Teilchen zur Verfügung. Für die Transformation zwischen verschiedenen Systemen und die relativistischen Effekte sei auf den Anhang C Kinematik hingewiesen. Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie beträgt

$$E_{\text{cm}}^{\text{tot}} = \sqrt{s} = \sqrt{2m^2c^4 + 2mc^2E} \quad (2.4)$$

mit E der Energie des Beschleunigers. Für sehr große Energien ist die kinetische Energie viel größer als die Masse und es gilt

$$E_{\text{cm}}^{\text{tot}} = \sqrt{2mc^2E}. \quad (2.5)$$