

TEILCHENBESCHLEUNIGER

SEMINARAUSARBEITUNG

VON

JENNIFER LUCKAS

GEBOREN AM 23. FEBRUAR 1984

13. FEBRUAR 2007

BETREUER:
MARTIN WEBER

RWTH AACHEN

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung in das Thema	3
1.1	Motivation	3
1.2	Beschleunigung von Teilchen	5
2	Verschiedene Beschleunigertypen	6
2.1	Elektrostatische Beschleuniger	6
2.2	Der Linearbeschleuniger	8
3	Das Synchrotron	10
3.1	Bauprinzip	10
3.2	Synchrotronstrahlung	12
3.3	Luminosität	13
3.4	Ablenkmagnete	14
3.4.1	Dipolmagnete	14
3.4.2	Quadrupolmagnete	16
3.5	Erzeugung von Protonen /Antiprotonen	17
3.5.1	Protoninjektion mittels Strippingfolie	17
3.5.2	Erzeugung von Antiprotonen	17
4	Zwei Beispiele: TEVATRON und LHC	18
4.1	Tevatron (Fermilab / Chicago)	18
4.2	Das LHC (CERN / Genf)	19
5	Zusammenfassung	20

1 Einführung in das Thema

1.1 Motivation

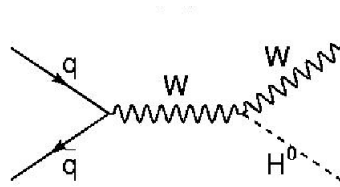


Abbildung 1: Zum Higgsnachweis am Fermilab verwendete Teilchenreaktion

In der gegebenen Abbildung 1 ist eine Wechselwirkung gezeigt, mit welcher man am Tevatron versucht das Higgs-Boson nachzuweisen. Ein Proton kollidiert mit einem Antiproton. Dabei wechselwirkt ein Quark q mit einem Antiquark $\bar{q}$ und erzeugt ein W -Boson, an welches das Higgs-Boson koppelt.

Damit ein Higgs-Nachweis gelingen kann, muss zum einen der Teilchenbeschleuniger die Ruhemasse des gesuchten Higgs-Bosons erzeugen. Weiterhin muss das betrachtete Ereignis mit einer gewissen Häufigkeit auftreten. Die Steigerung der Ereignisrate ist durch Erhöhung der Luminosität gegeben. Ein Teilchenbeschleuniger muss also neben einer hohen Endenergie auch eine hohe Luminosität besitzen. In Abbildung 2 ist die benötigte Luminosität gegen die nachzuweisende Masse des Higgs-Bosons aufgetragen.

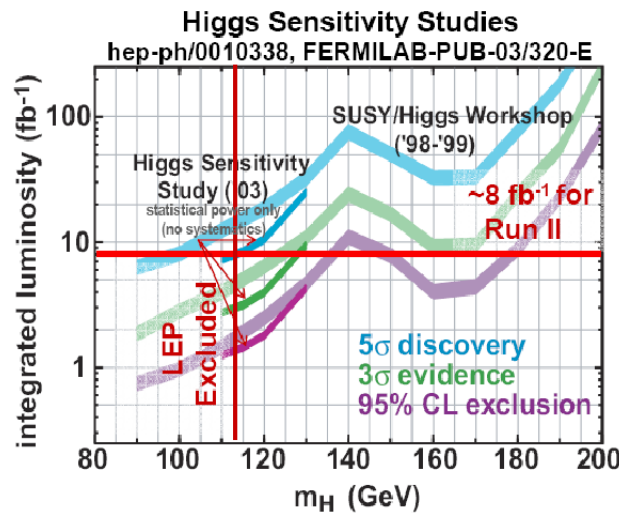


Abbildung 2: Untersuchung der benötigten Luminosität zum Higgsnachweis am Fermilab

Dass das Higgsboson eine Masse unter 114 GeV besitzt, ist bereits vom Experiment LEP ausgeschlossen worden. Die blaue bzw. grüne Kurve gibt die benötigte Luminosität für einen 5σ bzw. 3σ Beweis an. Die violette Kurve gibt die nötige Luminosität an, um die Higgsmasse zu 95 % auszuschließen. Ein direkter Nachweis des Higgsbosons ist am Fermilab somit möglich, falls die Higgsmasse unterhalb von 130 GeV liegt. Ein Ausschluß ist in einem Intervall von [113 GeV - 180 GeV] möglich.

Die Elementarteilchen des Standardmodells bilden die sechs Leptonen (e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , ν_τ), die 18 Quarks (u, d, c, s, t, b in drei Farben), die 24 zugehörigen Antimaterieteilchen, die Wechselwirkungsbosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung (γ), der starken Wechselwirkung (acht Gluonen g), der schwachen Wechselwirkung (Z_0 , W^+ , W^-) und das Higgsboson. Im Standardmodell gibt es also 61 elementare Teilchen.

Eine Erweiterung des Standardmodells ist das SUSY-Modell. Im SUSY-Modell wird jedem Fermion ein Boson und jedem Boson ein Fermion zugeordnet, sodass eine Symmetrie zwischen den Teilchen besteht (siehe Abb. 3).

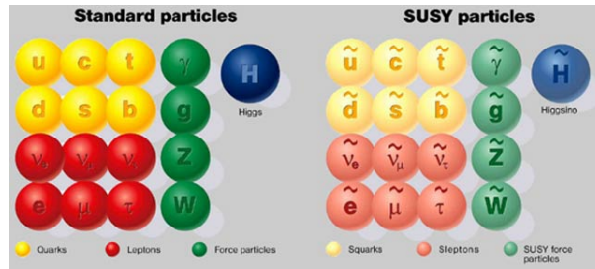


Abbildung 3: Zur Veranschaulichung der supersymmetrischen Modelle

Zur Bezeichnung der supersymmetrischen Teilchen wird ihrem bekannten Partnerteilchen aus dem SM-Modell ein s vorgehängt wenn das SM-Teilchen ein Fermion ist. Handelt es sich im SM-Modell um ein Boson, kennzeichnet man das zugehörige supersymmetrische Teilchen durch Anhang eines -ino. Sparticles sind also Bosonen und Bosinos Fermionen.

Ein großer Erfolg des SUSY-Modells ist die Vereinheitlichung der elektroschwachen mit der starken Kraft an der GUT-Skala. Die Abbildung 4 zeigt eine Vorhersage des SUSY- Massenspektrums am $LM - 9$ Punkt.

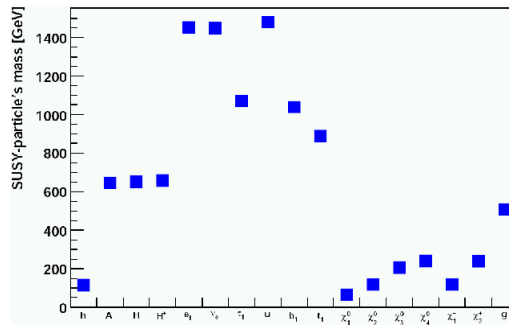


Abbildung 4: Massenspektrum am $LM - 9$ Punkt

Das kleine h bezeichnet das Higgsboson des Standardmodells, A, H, H^+ bezeichnen die Higgsbosonen im SUSY-Modell. Es folgen die schweren Squarks und Sleptonen gefolgt von den leichten Charginos bezeichnet mit χ . Das Schlusslicht der Graphik 4 bildet das Gluino g. Um SUSY experimentell nachweisen zu können, müssen also hochleistungsfähige Teilchenbeschleuniger benutzt werden, deren Schwerpunktsenergie hoch genug ist, um neue Teilchen mit einer Masse in der Größenordnung TeV zu erzeugen.

1.2 Beschleunigung von Teilchen

Kräfte erlauben die Beschleunigung von Teilchen. Die uns vier bekannten Naturkräfte sind:

Kraft	relative Stärke	Reichweite [m]	Betroffene Teilchen
starke Kraft	1	10^{-15}	Hadronen
schwache Kraft	10^{-5}	10^{-18}	Hadronen Leptonen
Elektromagnetische Kraft	$\frac{1}{137}$	unendlich	geladene Teilchen
Gravitation	$6 \cdot 10^{-37}$	unendlich	alle Teilchen

Tabelle 1: Die bekannten Naturkräfte

Wegen ihrer sehr kurzen Reichweite können die schwache und starke Kernkraft technisch nicht zur Beschleunigung der Teilchen über lange Strecken hinweg genutzt werden. Die Gravitation wirkt zwar zwischen allen Teilchen ist aber um viele Größenordnungen zu klein. Damit verbleibt nur die elektromagnetische Kraft zur Betreibung eines Teilchenbeschleunigers.

Zur Analyse der Struktur der Materie treffen hochenergetische Teilchen entweder auf ein ruhendes Stück Materie (Fixed Target-Experiment) oder werden mit einem zweiten Strahl frontal zur Kollision gebracht (Collider-Experiment). In einem Teilchenstrahl befinden sich etwa 10^{11} Teilchen in einem Festkörper ist diese proportional zur Avogadrozahl $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ und damit um viele Größenordnungen kleiner. Durch ein Fixed-Target-Experiment erreicht man also größere Luminositäten.

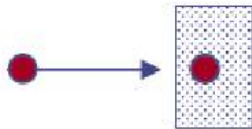


Abbildung 5: Fixed-Target Experiment

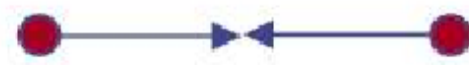


Abbildung 6: Collider-Experiment

Da beim Collider-Prinzip das Laborsystem auch das Schwerpunktsystem ist, kann die gesamte Energie zweier Teilchen zur Erzeugung eines neuen Teilchens verwendet werden. Dies ist zur Erforschung der inneren Struktur zweckmäßiger (siehe Higgs-Boson).

	Vorteil	Nachteil
Fixed Target	Hohe Wechselwirkungsrate	Geringe Schwerpunktsenergie: $\sqrt{s} \approx \sqrt{E_{Beam}}$
Collider	Geringe Wechselwirkungsrate	Hohe Schwerpunktsenergie: $\sqrt{s} \approx 2 \cdot E_{Beam}$

Tabelle 2: Mögliche Aufbauten für Streuexperimente

2 Verschiedene Beschleunigertypen

2.1 Elektrostatische Beschleuniger

Die naheliegendste Idee zur Konstruktion eines Teilchenbeschleunigers ist die Beschleunigung geladener Teilchen in einem homogenen elektrostatischen Feld.

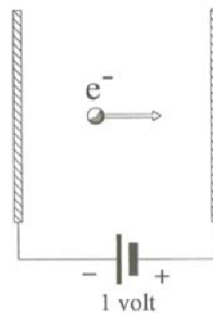


Abbildung 7: Beschleunigung einer Ladung im homogenen Feld

Um hohe Teilchenenergien zu erzeugen müssen also große Gleichspannungen erreicht werden. Eine Lösung dieser Problematik ist der Cockroft-Walton-Generator. Ein Cockroft-Walton-Generator besteht aus einer Kaskade von Kondensatoren und Dioden, welche an eine Wechselspannung angeschlossen sind (siehe Abb. 8).

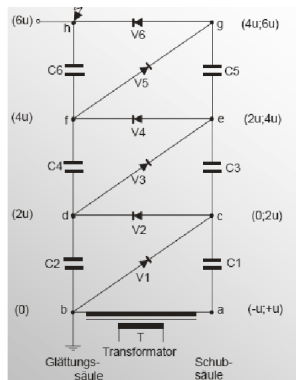


Abbildung 8: Schaltskizze eines Cockroft-Walton-Generators



Abbildung 9: Ein im CERN verwendeter Cockroft-Walton-Generator

Die Abgriffpunkte für die Gleichspannung liegen an der Glättungssäule (bspw. b und h). Jede Stufe hebt die Maximalspannung an der Glättungssäule um $2u_{max}$ an, so dass die Maximalspannung nach n Stufen $2 \cdot n \cdot u_{max}$ beträgt. In Abbildung 9 ist der am CERN verwendete Cockroft-Walton-Generator gezeigt.

Anwendung findet der Cockroft-Walton-Beschleuniger nicht nur in der Teilchenphysik, sondern er befindet sich auch in jeder Bildröhre von Fernsehern oder Monitoren.

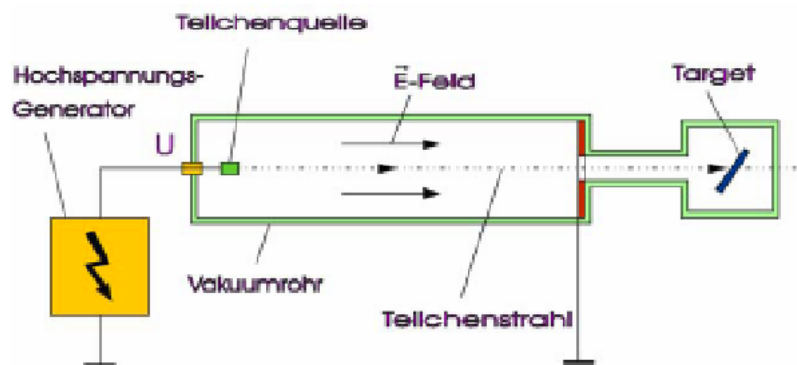


Abbildung 10: Prinzipieller Aufbau eines elektrostatischen Beschleunigers

Die Abbildung 10 skizziert den prinzipiellen Aufbau eines elektrostatischen Beschleunigers. Sie verdeutlicht, dass dieser Beschleunigungstyp nicht mit einer beliebig großen Gleichspannung betrieben werden kann.

Technisch ist es unvermeidbar, dass sich im Vakuumrohr Restgas befindet. Dieses Restgas wird von den beschleunigten Teilchen ionisiert (Primärionisation). Ab einer Spannung von ca. 10 MV reicht die Energie der ionisierten Restgasmoleküle selbst wieder aus weitere Gasmoleküle zu ionisieren (Sekundärionisation). Dies führt zu einem lawinenartigen Anwachsen der Ladungsträger, welche zum Zusammenbruch der Gleichspannungsquelle durch Funkenüberschlag führt. Dieser Effekt wird als Koronabildung bezeichnet. Eine solche Entladung zeigt Abb. 11.

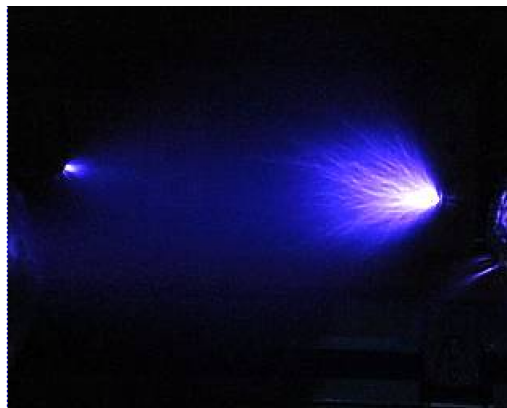


Abbildung 11: Koronaentladung

Mit elektrostatischen Beschleunigern lassen sich also aufgrund der Koronabildung nur Teilchenenergien bis zu 10 MeV erzeugen. Zur Lösung dieses Problems schlug der Schwede Ising im Jahre 1925 vor, Teilchenbeschleuniger mit Wechselspannung zu betreiben.

2.2 Der Linearbeschleuniger

Im Jahre 1928 wurde der erste funktionstüchtige Teilchenbeschleuniger dieser Art von Rolf Wideröe an der RWTH-Aachen konstruiert. Die Idee des Linearbeschleunigers ist, eine Halperiode des HF-Generators wiederholt zur Beschleunigung des Teilchenstroms zu verwenden. Somit wird mit dieser Anlage maximal die Scheitelspannung der HF-Wechselspannung benutzt und es werden somit Spannungsüberschläge vermieden.

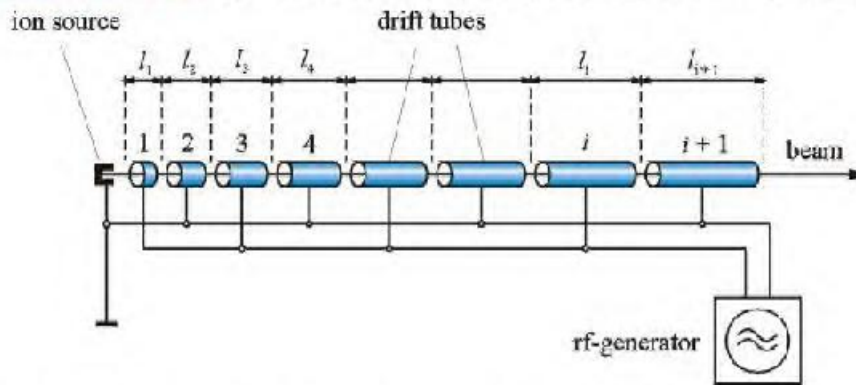


Abbildung 12: Aufbau eines Linerbeschleunigers

Die Abbildung 12 zeigt den prinzipiellen Bauplan. Entlang einer Strahlachse sind unterschiedlich lange Driftröhren montiert, welche abwechselnd mit den unterschiedlichen Polen des Hochfrequenzgenerators verbunden sind.

Die Funktionsweise des Linearbeschleunigers sei im folgendem kurz erläutert: Während der ersten Halperiode ist die Spannung an der ersten Driftröhre so gepolt, dass die aus der Ionenquelle austretenden Teilchen beschleunigt werden. Die Teilchen gelangen mit Geschwindigkeit v_1 in die erste Driftröhre. Das Feld der Wechselspannung polt um. Die Driftröhre wirkt wie ein Faradayscher Käfig und schirmt das bremsende elektrische Feld vollkommen ab. Die Teilchen fliegen unbeeinflusst durch die Röhre hindurch. Die Teilchen verlassen die Driftröhre und werden erneut durch das HF-Feld beschleunigt. Dieser Prozess wiederholt sich bei allen Driftröhren. Nach der i -ten Röhre besitzen die Teilchen die Energie E_i :

$$E_i = i \cdot q \cdot U_0 \cdot \sin(\phi) \quad (1)$$

Wobei ϕ die mittlere Sollphase bei Eintritt in den Spalt bezeichnet. Die Abstimmung von Driftröhrenlänge und Geschwindigkeit der Teilchen ist bei diesem Beschleunigertyp von größter Wichtigkeit.

Im nichtrelativistischen Fall gilt für die Länge der i -ten Röhre:

$$l_i = \frac{v_i}{2f_{HF}} = \frac{1}{2f_{HF}} \cdot \frac{\sqrt{2i \cdot q \cdot U_0 \cdot \sin(\phi)}}{m} \quad (2)$$

Werden viele Stufen von den Teilchen durchlaufen, führen Schwankungen der Sollspannung dazu, dass die Driftröhrenlängen und Teilchengeschwindigkeiten nicht mehr passend synchronisiert sind. Die Teilchen erleiden einen Phasenschlupf, erreichen also die Beschleunigungsstrecke nicht bei gewünschter Sollphase ϕ . Benötigt wird also ein Mechanismus der die Teilchen auf ihre Sollbahn/-Phase zurückführt. Hierzu nutzt man das Prinzip der Phasenfokussierung, welches in Abbildung 13 verdeutlicht ist.

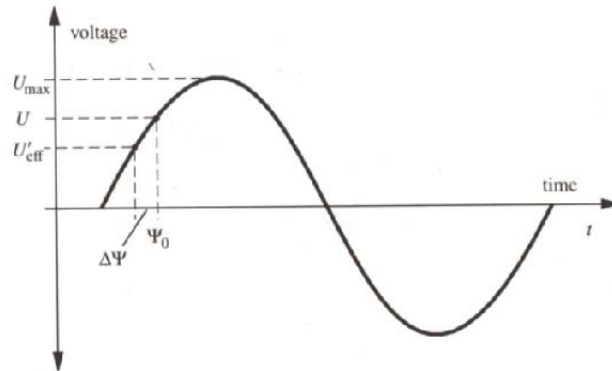


Abbildung 13: Zur Erläuterung des Prinzips der Phasenfokussierung

Um die Teilchen auf ihre Sollbahn zu zwingen, wird die Beschleunigungsstrecke in ihrer steigenden Flanke betrieben. Teilchen, die zu schnell sind, erreichen somit die Beschleunigungsstrecke früher und erhalten eine kleinere Beschleunigung. Zu langsame Teilchen erreichen die Strecke bei stärker wirkendem Feld $E(= q \cdot U)$ und erhalten eine höhere Energiezufuhr.

Durch Verwendung vieler Stufen können mit dem Linearbeschleuniger beliebige Teilchenenergien erreicht werden. Damit werden die verwendeten Strukturen jedoch lang und teuer. Die Abbildung 14 zeigt einen Linearbeschleuniger des Fermilabs (Chicago).



Abbildung 14: Ein Linearbeschleuniger des Fermilabs

Aus Platz und Kostengründen ist es günstiger die Teilchenbahnen aufzuwickeln.

3 Das Synchrotron

Entwickelt wurde das Synchrotron im Jahre 1945 gleichzeitig von E.M.McMillan in Kalifornien und von V.Veksler in der Sowjetunion.

3.1 Bauprinzip

Das Synchrotron ist der kompakteste Teilchenbeschleuniger. Sein Aufbau ist in Abbildung 15 schematisch wiedergegeben.

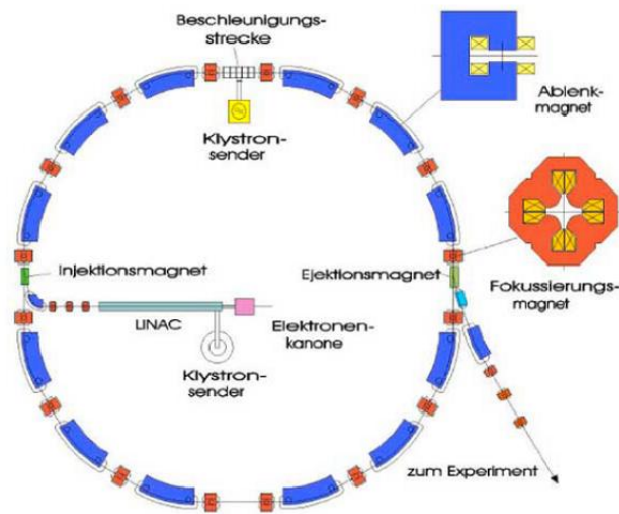


Abbildung 15: Schematischer Aufbau eines Synchrotrons

Die Teilchen folgen einer durch Ablenkmagnete festgelegten Sollbahn. Die Lorentzkraft zwingt die geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn mit Radius R .

$$R = \frac{E}{qcB} \quad (3)$$

Das Magnetfeld der Ablenkmagnete muss also synchron mit steigender Energie hochgefahren werden (Name!). Damit ist klar, dass die erreichbaren Teilchenenergien durch die Leistungsfähigkeit der Magnete beschränkt ist.

Synchrotrons können nicht von der Energie $E = 0\text{eV}$ an beschleunigen. Die Ablenkmagnete können bei kleinen Feldstärken B nicht präzise linear hoch geregelt werden. Dies führt zu unkontrollierbaren Änderungen der Teilchenbahnen, welches hohe Teilchenverluste zur Folge hat. Aus diesem Grund benötigen Synchrotrons Vorbeschleuniger, wie bspw. einen LINAC. Generell gilt, dass die Probleme der Teilchenbahnführung im Synchrotron umso geringer sind, je höher die Einschussenergie ist. Die Mindestenergie muss 20 MeV betragen. Die Abbildung 16 zeigt einen als Vorbeschleuniger genutzten LINAC des CERNs.

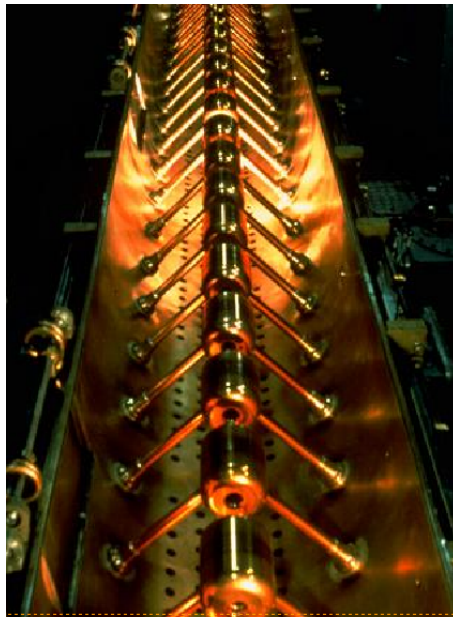


Abbildung 16: Ein LINAC-Vorbeschleuniger des CERN

Die Teilchen umlaufen die festgelegte Sollbahn im Synchrotron viele tausendmal. Aus diesem Grund ist prinzipiell nur eine Beschleunigungsstrecke nötig, die von einem Klystron betrieben wird. Die Länge des Ringes ist ein ganzes Vielfaches der vom Klystron erzeugten Wechselspannung, so dass die Teilchen immer zu einer bestimmten Sollphase ϕ in die Beschleunigungsstrecke eintreten. Damit ist der Energiegewinn pro Umlauf:

$$\Delta E_{beam} = qU_0 \sin(\phi) - \Delta E_{Verlust}$$

Der Energieverlust entsteht durch Synchrotronstrahlung.

3.2 Synchrotronstrahlung

Aus der klassischen Elektrodynamik folgt, dass beschleunigte Ladungen Photonen abstrahlen. Diese wird allgemein als Synchrotronstrahlung bezeichnet, da sie an einem Elektronsynchrotron in den 40er Jahre zum ersten Mal bemerkt wurde. Für lineare Beschleunigung sind die Strahlungsverluste vernachlässigbar klein.

Radial beschleunigte Teilchen strahlen in ihrem Schwerpunktsystem K' wie ein klassischer Dipol eine $\sin(\Theta)^2$ verteilte Strahlungsintensität ab. Im Laborsystem, wo sich die Teilchen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegen, bewirkt der Boost in dieses Inertialsystem K einen stark in Vorwärtsrichtung fokussierten Synchrotronstrahl.

Hierzu sei ein Beispiel gegeben: Für Elektronen der Energie $E = 1 \text{ GeV}$ beträgt der Öffnungswinkel $0,06^\circ$!

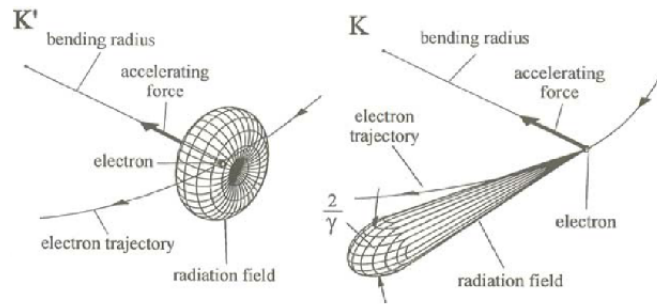


Abbildung 17: Form der Synchrotronstrahlung im Ruhe- und Laborsystem

Für die abgegebene Strahlungsleistung radial beschleunigter Teilchen gilt:

$$P = \frac{q^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (4)$$

Ein Teilchen verliert also bei einem Umlauf die Energie:

$$\Delta E = \int P dt \approx P T_{Beam} = P \frac{2\pi R}{c} = \frac{q^2 c}{3\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R} \quad (5)$$

Damit sind die erreichbaren Elektronenenergien auf ca. 100 GeV beschränkt. Bei einem Bahnradius von 3 km beträgt die abgestrahlte Energie E pro Umlauf und Teilchen nach obiger Formel bereits $E = 3 \text{ GeV}$. Dieser Energieverlust muss durch leistungsfähige HF-Generatoren wieder zugeführt werden. Dies ist unerschwinglich aufwändig und teuer. Noch höhere Energien sind also nur mit schweren Teilchen wie bspw. Protonen möglich.

Die Strahlungsleistung von Protonen und Elektronen gleicher Energie beträgt im Verhältnis:

$$\frac{P_p}{P_e} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^4 = \left(\frac{0.511 \text{ MeV}}{938.19 \text{ MeV}}\right)^4 = 8,8 \cdot 10^{-14} \quad (6)$$

Der Energieverlust der Protonen ist um ca. 10^{-13} kleiner und damit vernachlässigbar. Die Synchrotronstrahlung ist damit erst bei Protonenenergien von etlichen GeV überhaupt beobachtbar! Da

Protonbeschleuniger die Erzeugung hohe Energien sichern, ist mit ihnen die Entdeckung neuer Teilchen möglich.

3.3 Luminosität

Beim Colliderprinzip ist aufgrund der geringen Teilchendichte in den kollidierenden Strahlen die Trefferwahrscheinlichkeit sehr gering. Die Ereignisrate ist durch einen linearen Zusammenhang gegeben:

$$\dot{N} = \sigma \cdot L \quad (7)$$

Dabei bezeichnet σ den Wirkungsquerschnitt der gewünschten Teilchenreaktion und wird von der Natur vorgegeben. Um die Ereignisrate zu steigern, muss also die Proportionalitätskonstante L , die so genannte Luminosität, erhöht werden. Sie ist somit ein Maß für die Trefferwahrscheinlichkeit und gibt somit die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers an.

Die Luminosität L ist gegeben durch Gl.8:

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{f_u N_1 N_2}{\sigma_x \sigma_y} \quad (8)$$

Dabei bezeichnet f_u die Anzahl der Pakete pro Sekunde, N_i die Anzahl der Teilchen im Paket i , und σ_i die Strahlbreiten in Richtung i . Diese Abhängigkeiten veranschaulicht ebenfalls die Abb. 18. Es ist also besser, die Zahl der Teilchen eines Paketes als die Anzahl der Pakete zu erhöhen. Am Wechselwirkungspunkt muss der Teilchenstrahl möglichst schmal gebündelt sein, was mit Quadrupolmagneten bewerkstelligt wird.

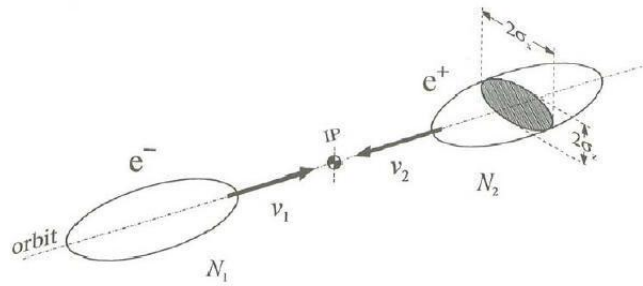


Abbildung 18: Zur Veranschaulichung der Größe Luminosität

3.4 Ablenkmagnete

3.4.1 Dipolmagnete

Zur Strahlführung werden Dipolmagnete, die entlang einer Achse ein konstantes Feld erzeugen, eingesetzt. Solch ein Dipolfeld kann durch zwei Eisenpolschuhe im Abstand h realisiert werden. Aufgrund der auftretenden Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten sind mit dieser Anordnung nur Felder bis maximal 1,5 Tesla erreichbar. Da im Synchrotronbeschleuniger Teilchen mit zunehmender Energie auf der selben Kreisbahn gehalten werden, wird die Endenergie, neben der Synchrotronstrahlung, durch die Leistungsfähigkeit der Dipolmagnete begrenzt.

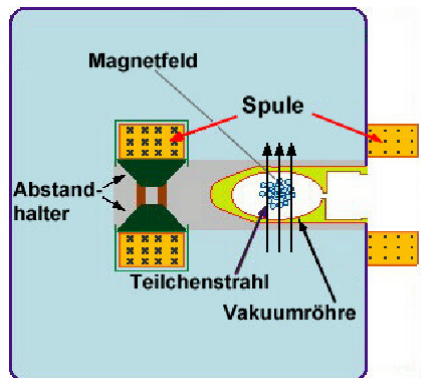


Abbildung 19: Realisierung eines Dipolfeldes

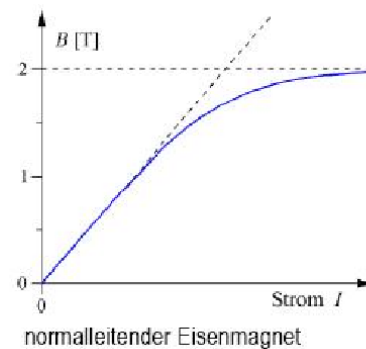


Abbildung 20: Sättigung eines Ferromagneten

Hierzu ein Beispiel angelehnt an den LHC:

Der Krümmungsradius R der Dipolmagnete am CERN beträgt $R = 3000 \text{ m}$. Um ein Proton der Energie 7 TeV auf dieser Bahn zu halten benötigt man ein Magnetfeld $B = 7,8 \text{ T}$!

Dies ist mit herkömmlichen Magneten (Permanentmagnete, normalleitende Spulen) nicht möglich. Höhere Feldstärken können nur mit supraleitenden Materialien konstruiert werden. Ein häufig verwendeter Supraleiter ist die im Normalzustand schlecht leitende Legierung Niob-Titan. Supraleiter sind nicht nur ideale Leiter, sondern auch ideale Diamagnete und damit, bei Anlegen eines äußeren Feldes, im Inneren feldfrei. Es existieren also nur Oberflächenströme. Man erhält also hohe Stromdichten durch Erhöhung der Oberfläche. Dazu verwendet man supraleitende Kabel mit etwa $10 \mu\text{m}$ Durchmesser. 2500 solcher Kabel werden zu einem Strang zusammengefasst und zur mechanischen Stabilisierung und zur Kühlung mit einem Kupfermantel umschlossen. Da Kupfer nicht supraleitend ist, wirkt es wie ein Isolator. Mehrere solcher Stränge werden dann zu einem flachen rechteckigen Leiter gefertigt (siehe Abb.21)

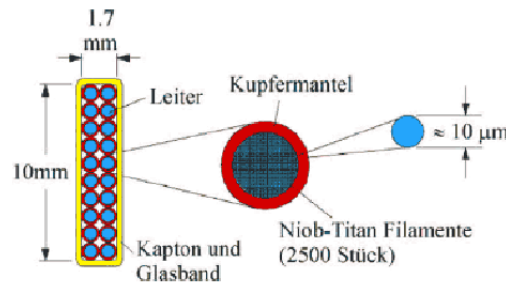


Abbildung 21: Fertigung von supraleitenden Kabeln

Mit der beschriebenen Technik ist es möglich sehr hohe Ströme durch dünne Leiter zu schicken und somit in ihrer Umgebung die geforderten hohen Magnetfelder zu erzeugen. Durch geometrische Anordnung dieser Kabel kann nun ein Dipolfeld aus Supraleitern realisiert werden. Man wählt hierzu folgende zylindrische Stromverteilung :

$$dI = I_0 \cdot \cos(m\phi) d\phi \quad (9)$$

Dabei legt die Ordnung m den Multipol fest ($m = 1$ erzeugt ein Dipol-, $m=2$ ein Quadrupolfeld etc). Diese Stromkonfiguration wird mit den beschriebenen Kabeln bestmöglich angenähert (siehe Abb. 22).

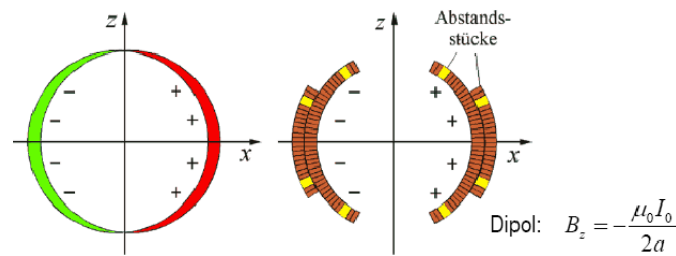


Abbildung 22: Stromverteilung zur Beschreibung eines Dipolfeldes

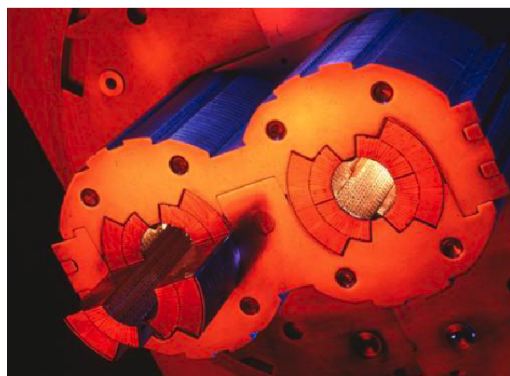


Abbildung 23: Ein für den LHC entwickelter Dipolmagnet

In Abbildung 23 ist ein am LHC verwendeter Dipolmagnet zu sehen. Das Strahlrohr hat eine Temperatur von 1,9 K. 1232 solcher 15 Meter langen supraleitenden Dipolmagnete mit Feldstärken von bis zu 8,3 Tesla wurden speziell für den LHC entwickelt. Sie beinhalten beide Vakuumröhren und finden in einem einzigen Kryostaten Platz.

3.4.2 Quadrupolmagnete

Um die Luminosität L zu erhöhen muss der Strahl gebündelt werden. Zur Fokussierung der divergierenden Teilchenstrahlen werden Quadrupolmagnete eingesetzt. Ein Quadrupol besteht aus vier Eisenpolen mit hyperbelförmigen Flächen, die abwechselnd gepolt sind (siehe Abb.24).

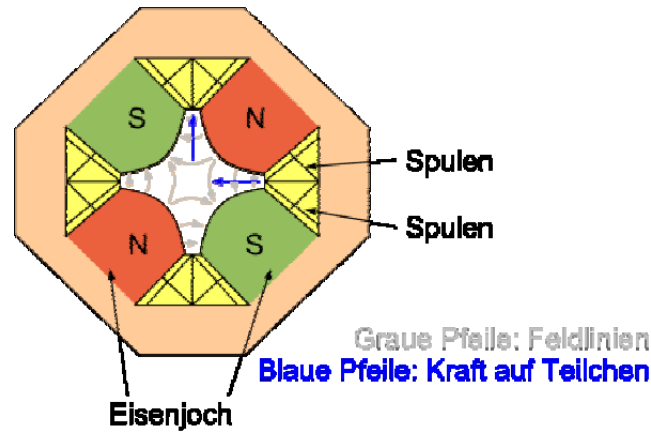


Abbildung 24: Realisierung eines Quadrupolfeldes

Angeregt werden die vier Pole durch die sie umgebende Spulen. Der Magnet fokussiert den Strahl in horizontaler und defokussiert in vertikaler Richtung. Es müssen also mindestens zwei Quadrupole, die um 90° gegeneinander verdreht sind, verwendet werden um eine Fokussierung des Strahls in x- und y-Richtung zu gewährleisten. Die Abbildungen 25 und 26 zeigen Quadrupolmagnete, welche den im HERA-Beschleuniger (DESY/Hamburg) umlaufenden Protonenstrahl bündeln. Diese Magnete sind knapp 80 Tonnen schwer und ein bis vier Meter lang. Sie wurden während der großen Umbauphase von HERA von Herbst 2000 bis Sommer 2001 neu konstruiert und in den Beschleuniger eingebaut.

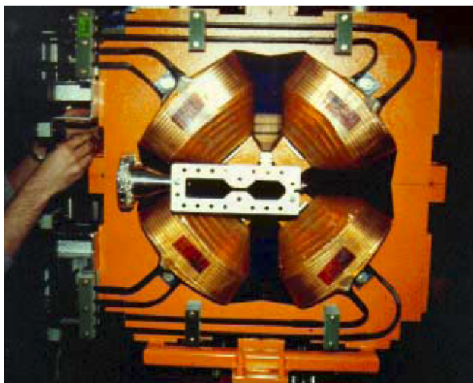


Abbildung 25: Quadrupole des Hera / Frontansicht



Abbildung 26: Quadrupole des Hera

3.5 Erzeugung von Protonen /Antiprotonen

3.5.1 Protoninjektion mittels Strippingfolie

Das eleganteste Verfahren zur kontinuierlichen Injektion von Protonen bedient sich beschleunigter H^- Ionen, die durch einen Ablenkmagneten in den gewünschten Ring geleitet werden. Danach treffen sie auf eine Folie, in welcher die H^- Ionen durch Wechselwirkung mit der Materie ihre Elektronen abstreifen. Aus der Folie treten dann Protonen. Injektionsstrahl und der umlaufende Strahl werden somit aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung automatisch getrennt. Dieses Prinzip veranschaulicht Abb. 27.

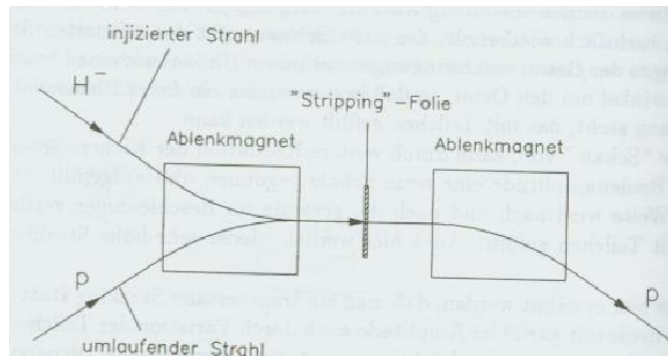


Abbildung 27: Protoninjektion mittels Strippingfolie

3.5.2 Erzeugung von Antiprotonen

Der Nachweis des Antiprotons gelang im Jahre 1955 von O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand und T. Ypsilantis. Dazu schossen sie Protonen der Energie 6,2 GeV auf ein festes Kupfertarget. Dabei findet folgender Prozess statt:



Auf dieselbe Weise werden auch heute noch Antiprotonen erzeugt. Die Wechselwirkungsrate ist jedoch sehr klein und damit die Ausbeute A ($< 10^{-5}$) sehr gering. Es ist also schwierig viele Antiprotonen zu erzeugen. Dies stellt einen limitierenden Faktor der Luminosität für $p\bar{p}$ -Beschleuniger dar. Dieses Problem kann durch Verwendung von pp -Beschleunigern vermieden werden.

4 Zwei Beispiele: TEVATRON und LHC

4.1 Tevatron (Fermilab / Chicago)



Abbildung 28: Luftansicht des Tevatrons

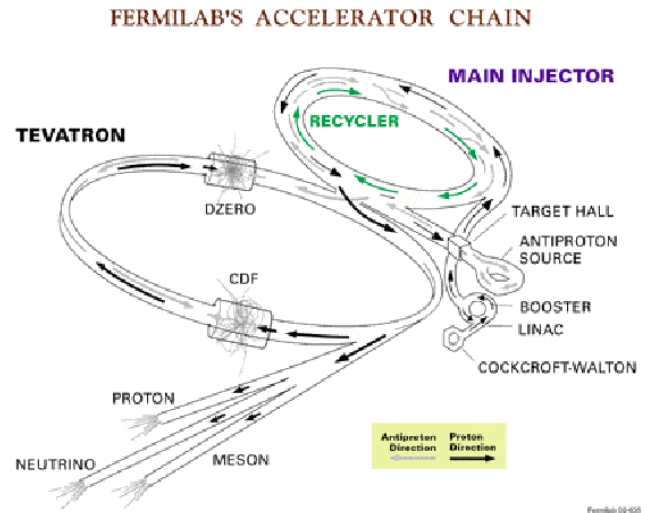


Abbildung 29: Übersicht über die Beschleuniger des Tevatrons

Abbildung 28 zeigt die Luftansicht des TEVATRONs. Neben dem Hauptring TEVATRON existiert ein zweites Strahlrohr der Main-Injectorring. In der Ansicht sind ebenfalls die Lage der beiden Detektoren DZero und CDF gekennzeichnet.

Abbildung 29 gibt eine Übersicht über die Beschleunigungsanlage. Das TEVATRON enthält vier Vorbeschleuniger. Ein Cockcroft-Walton-Beschleuniger bringt die Protonen zunächst auf eine Energie von 750 keV. Anschließend wird die Teilchenenergie mittels eines Linearbeschleunigers auf 400 MeV erhöht. Im Booster werden die Teilchen auf 8 GeV beschleunigt. Aus dem Booster kommend, werden die Protonen zur Erzeugung von Antiprotonen auf Materie gelenkt. Die so erzeugten Antiprotonen werden in einem kleinen Zwischenspeicherring gesammelt. Kann dieser Zwischenspeicher keine weiteren Antiprotonen mehr aufnehmen, werden die Antiprotonen in den Recycler geleitet. Diese Antiprotonen-Füllungen geschehen mehrmals. Im Main Injector befinden sich die Protonen. Den Main Injector bzw. Recycler verlassen die Teilchen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ und gelangen letztendlich in den Detektorring TEVATRON. Da Teilchen und Antiteilchen bei diesem Versuchsaufbau verwendet werden, benötigt der Detektorring TEVATRON nur ein Strahlrohr. Da die Antiprotonenerzeugung einen kleinen Wirkungsquerschnitt besitzt, ist sie der limitierende Faktor der Luminosität. Aus diesem Grund sollten die Antiprotonen zunächst recycelt werden. Nach abgeschlossener Messreihe sollten die Antiprotonen wieder von den Protonen getrennt und wieder zurück in den Recycler, d.h. Main-Ring geleitet werden. Diese Idee erwies sich jedoch als unpraktikabel und wird nicht durchgeführt.

Zu seinen größten Erfolgen gehört der experimentelle Nachweis des Top-Quarks mit einer Masse von 175 GeV im Jahr 1995. Liegt die Higgsmasse im Bereich von etwa 120 GeV, ist es auch fähig den Higgsboson Nachweis zu leisten (siehe Motivation). Eine weitere Aufgabe ist die Präzisionsmessung der Masse und Breite des W-Bosons, welches ein Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung ist.

4.2 Das LHC (CERN / Genf)



Abbildung 30: Luftansicht des LHCs

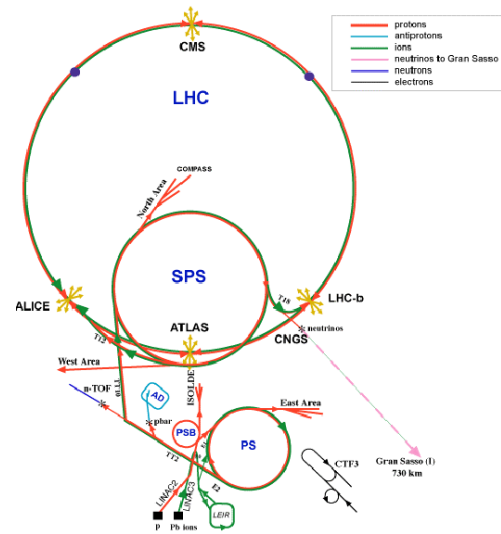


Abbildung 31: Übersicht über die Beschleuniger des LHCs

Der Large-Hadron-Collider am Cern (LHC) ist ein Synchrotron, welches im Jahr 2007 den Betrieb aufnehmen wird. Er wird im 27 km langen Tunnel des Teilchenbeschleunigers LEP, der im Jahr 2001 abgebaut wurde, aufgebaut. Ebenfalls werden die Vorbeschleuniger und Injektoren des LEP im LHC verwendet. Unter der Federführung des CERN mit seinen europäischen Mitgliedstaaten konnten viele Nicht-Mitgliedstaaten (unter anderem die USA, Kanada, Indien, Japan, Russland und Israel) für eine Beteiligung am Bau dieses komplizierten Projekts gewonnen werden.

Zur Erhöhung der Teilchenenergie stehen im Ring acht supraleitende Beschleunigungsstrukturen zur Verfügung. Ein Protonenstrahl gewinnt in diesem Beschleunigungsfeld 5 Megavolt pro Meter. Die Endenergie des Protonenstrahls ist 7 TeV. Die Schwerpunktsenergie beträgt also $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Aufgrund der identischen Ladungsvorzeichen der verwendeten Teilchen, besitzt das LHC zur Strahlführung zwei getrennte Vakuumröhren. Der Beschleuniger kann wahlweise aber auch mit Schwerionen betrieben werden. Für Blei-Ionen-Kollisionen kann eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1148 \text{ TeV}$ erreicht werden. Der LHC wird somit der leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt sein. Damit solche hohen Schwerpunktsenergien möglich sind, waren hochleistungsfähige Ablenkmagnete nötig. Man griff hierbei auf supraleitende Materialien zurück, die hohe Stromdichten erlauben. Damit ist es möglich Feldstärken von 8,3 TESLA zu erzeugen. Dies war noch nie zuvor in einem Beschleuniger erreicht worden. Die Konstruktion war eine der größten technischen Herausforderungen, da die ca. 1300 Dipolmagnete mit sehr geringer Exemplarstreuung hergestellt werden mussten.

Die Teilchendetektoren ATLAS, CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (Protonen) und ALICE (Schwerionen) dienen zur Entdeckung der interessanter Ereignisse. Mit den multi-purpose Experimenten ATLAS und CMS wird das Higgs-Boson, falls es existiert, gefunden werden. Außerdem erhofft man sich supersymmetrische Teilchen zu entdecken. Während LHCb auf die Untersuchung der CP-Verletzung im B-System spezialisiert ist, versucht man mit den Schwerionenkollisionen bei ALICE Quark Gluon-Plasma zu erzeugen und zu erforschen.

5 Zusammenfassung

→Um die moderne Physik experimentell zu bekräftigen (SUSY , Higgs und Co) werden Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \approx 1\text{TeV}$ benötigt.

→Zur Erzeugung dieser Energien eignet sich das Synchrotronprinzip am besten (andere Beschleunigertypen dienen als Vorbeschleuniger).

→Aufgrund der Synchrotronstrahlung werden die Beschleuniger mit Protonen bzw. Antiprotonen betrieben.

→LHC ($\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$, $L = 1 \cdot 10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$) und Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96\text{ TeV}$, $L = 1,71 \cdot 10^{32}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$) sind zwei Protonbeschleuniger für Hadron-Collider-Experimente bei sehr hohen Energien.

Die wichtigen Daten dieser beiden Beschleuniger sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

	TEVATRON	LHC
Strahlteilchen	p, $\bar{p}$	p, p
Strahlenergie [GeV]	980	7 000
Luminosität [$10^{30}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$]	171	10 000
Zeit zwischen Kollisionen [ns]	396	25
Einfüllenergie [GeV]	150	450
Teilchen pro Bunch [10^{10}]	$\frac{24}{3}$	11,5
Bunches pro Ring	36	2808
Umfang [km]	6,28	26,659
Dipole im Ring	774	1232
Maximales Magnetfeld	4,4	8,3

Tabelle 3: Die wichtigsten Daten zu den Beschleunigern LHC und Tevatron