

Die Sumo-Ringer im Teilchenzoo

Experimente am Proton-Antiproton-Speicherring Tevatron erlaubten es in den letzten Jahren, das Top-Quark genau zu vermessen.

Dominic Hirschtbühl, Wolfgang Wagner und Jeannine Wagner-Kuhr

Mit der Entdeckung des Top-Quarks, des letzten von sechs bekannten Quarks, begann 1995 eine neue Ära der Teilchenphysik. Die Eigenschaften dieses schwersten Elementarteilchens haben große Bedeutung für das Standardmodell der Teilchenphysik und das Higgs-Boson. Zudem könnten sie Abweichungen von diesem Modell offenbaren und somit das Tor zu neuer Teilchenphysik aufstoßen.

Im Jahr 1995 ging eine fast 20-jährige Jagd erfolgreich zu Ende: Mit den beiden Vielzweckdetektoren CDF und DØ (DZero) gelang es am Tevatron-Beschleuniger in der Nähe von Chicago, rund 50 Ereignisse aufzuzeichnen, welche die Existenz des schwersten je beobachteten Elementarteilchens zweifelsfrei belegten [1]. Mit einer Masse von $173,1 \pm 1,3 \text{ GeV}/c^2$ [2] ist das Top-Quark rund 40-mal schwerer als das seit 1977 bekannte Bottom-Quark, das nächstschwerere Fermion, oder so schwer wie ein Wolfram-Atom. Ein wahres Schwergewicht unter den Elementarteilchen! Das Top-Quark zerfällt in 99 % der Fälle in ein W-Boson – ein Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung – und ein Bottom-Quark (b). Da die Masse bzw. Ruheenergie des Top-Quarks so riesig ist, können die Impulse von W-Boson und b-Quark beim Zerfall eine große Zahl unterschiedlicher Werte annehmen. Dieser große Phasenraum führt gemäß Fermis Goldener Regel zu einer sehr kurzen Lebensdauer des Top-Quarks – so kurz, dass ihm im Gegensatz zu allen anderen Quarks keine Zeit bleibt, Hadronen zu bilden. Das Top-Quark bietet daher die einzigartige Möglichkeit, die Eigenschaften eines quasifreien Quarks zu beobachten. Zudem spiegelt sich die Spin-Information des Top-Quarks in der Winkelverteilung seiner Zerfallsprodukte wider, während bei anderen Quarks diese Information bei der Bildung von Hadronen verloren geht.

Fundamentale Symmetrien, denen die Teilchenfelder gehorchen müssen, beherrschen die Welt der Elementarteilchen. Die Kräfte zwischen den Teilchen ergeben sich dabei als Konsequenz der zugrunde liegenden Symmetrien. In den 1960er-Jahren gelang es zu zeigen, dass die elektromagnetische Kraft und die schwache Kernkraft auf einer gemeinsamen Symmetrie basieren. Um den Kraftteilchen der schwachen Wechselwirkung, den W- und Z-Bosonen, die experimentell beobachtete Masse zu geben, ist ein zusätzliches Feld erforderlich – das nach einem seiner Erfinder benannte



Fermitlab

Higgs-Feld, dessen Grundzustand die fundamentale Symmetrie bricht. Da die Top-Quark-Masse in der gleichen Größenordnung liegt wie die Skala, an der die elektroschwache Symmetrie gebrochen ist (246 GeV), wurde darüber spekuliert, ob das Top-Quark eine besondere, dynamische Rolle bei der Brechung der Symmetrie spielt [3].

Das Top-Quark nimmt an allen Wechselwirkungen im Standardmodell teil. Wegen seiner großen Masse spielt es generell bei vielen Elementarteilchenprozessen eine wichtige Rolle. Prozesse, bei denen Fermionen gestreut, erzeugt oder vernichtet werden, lassen sich im Rahmen der Störungstheorie in niedrigster Ordnung durch den Austausch von Kraftteilchen beschreiben, die Spin 1 tragen. Diese sind das Photon bei der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Z^0 -, W^+ - und

Im Inneren des Tevatron-Tunnels kreisen Protonen und Antiprotonen in entgegengesetzter Richtung.

KOMPAKT

- Das Top-Quark wiegt so viel wie ein Wolfram-Atom und ist damit bei weitem das schwerste Elementarteilchen.
- Am Proton-Antiproton-Beschleuniger Tevatron ließen sich genügend Top-Quark-Paare und einzelne Top-Quarks erzeugen, um die Masse und die Zerfalleigenschaften dieses Teilchens genau zu vermessen.
- Aufgrund seiner hohen Masse bietet das Top-Quark einen Zugang zur Teilchendynamik bei höchsten Energieskalen und erlaubt zudem Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Higgs-Bosons.

Dr. Dominic Hirschtbühl und Prof. Dr. Wolfgang Wagner, Bergische Universität Wuppertal, Gaußstr. 20, 42119 Wuppertal; Dr. Jeannine Wagner-Kuhr, Universität Karlsruhe, Wolfgang-Gaede-Str. 1, 76131 Karlsruhe

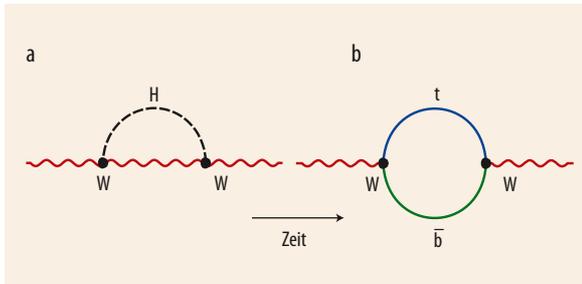


Abb. 1 Die Masse des W-Bosons hängt aufgrund von Strahlungskorrekturen auch von den Eigenschaften des Higgs-Bosons (a) und des Top-Quarks (b) ab.

W-Bosonen bei der schwachen und die acht Gluonen bei der starken Kraft. In höherer Ordnung tragen aber auch Prozesse bei, in denen virtuelle Zwischenzustände auftreten. Diese können auch Elementarteilchen enthalten, die so schwer sind, dass sie bei dem betrachteten Prozess nicht als reelle Zustände entstehen können. Da das Top-Quark eine viel höhere Masse hat als alle anderen Quarks, tragen Zwischenzustände mit Top-Quarks besonders stark zu diesen Strahlungskorrekturen bei. So muss man z. B. die Top-Quark-Masse genau kennen, um Präzisionsmessungen elektroschwacher Prozesse zu interpretieren und daraus die Masse des Higgs-Bosons vorherzusagen (Abb. 1). Somit bietet das Top-Quark einen hervorragenden Zugang zur Teilchendynamik bei höchsten Energieskalen und eröffnet auch ein Fenster zur Physik jenseits des Standardmodells.

Seit 2002 läuft die zweite Datennahmeperiode des Tevatrons, die u. a. zum Ziel hat, die Eigenschaften des Top-Quarks in allen Facetten genau zu vermessen: Produktion, Zerfall und intrinsische Eigenschaften wie Masse und elektrische Ladung. Die Datensätze dienen auch dazu, nach neuer Physik zu suchen, z. B. nach bislang unbekanntem schweren Elementarteilchen, die in Paare aus Top- und Antitop-Quarks zerfallen.

Im Ring beschleunigt

Das Tevatron ist ein Ringbeschleuniger mit einem Radius von einem Kilometer, in dem sich ein Proton- und ein Antiproton-Strahl speichern lassen. Die beiden Strahlen bewegen sich gegenläufig in einem Vakuumrohr und kollidieren an zwei Punkten, an denen sich die beiden hausgroßen Vielzweckdetektoren

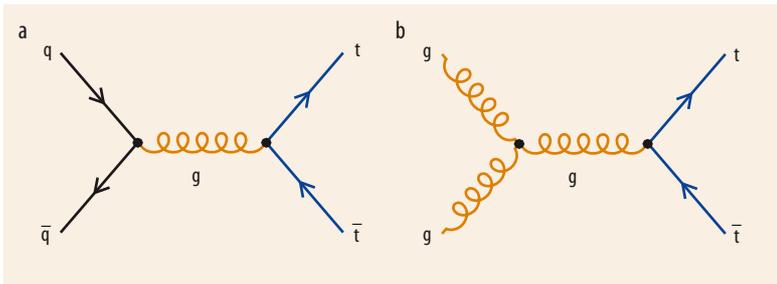


Abb. 2 Ein Top-Paar kann über Quark-Antiquark-Anihilation (a) entstehen oder über Gluonfusion (b).

CDF und DØ befinden (Infokasten „Die Detektoren“). Die Strahlteilchen haben jeweils eine kinetische Energie von 980 GeV, sodass die Proton-Antiproton-Schwerpunktsenergie 1,96 TeV beträgt. Da aber Proton und Antiproton zusammengesetzte Teilchen sind, kollidieren bei diesen hohen Energien deren Bestandteile, also Quarks und Gluonen, miteinander. Die wechselwirkenden Konstituenten tragen nur einen bestimmten Bruchteil der kinetischen Energie des jeweiligen Hadrons, sodass die im Mittel bei den Kollisionen zur Verfügung stehende Energie nur etwa 250 GeV beträgt. In seltenen Fällen können auch erheblich höhere Energien auftreten, der bisherige Rekord liegt bei 1400 GeV.

Für die Teilchenstrahlen werden zunächst Wasserstoffmoleküle gespalten, Elektronen an die Wasserstoffatome angelagert und die entstandenen H⁻-Ionen in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 400 MeV gebracht. Im Anschluss streift eine hauchdünne Kohlenstoffolie die Elektronen ab, sodass ein Protonenstrahl entsteht, den zwei hintereinander geschaltete Synchrotrons auf 150 GeV beschleunigen. Der letzte Kreisbeschleuniger injiziert den Strahl ins Tevatron (Abb. auf S. 37).

Antiprotonen lassen sich nicht so einfach herstellen. Zunächst werden Protonen mit 120 GeV auf einen Nickel-Block geschossen. In diesen Kollisionen entstehen alle möglichen Teilchen, darunter Antiprotonen, die elektrische und magnetische Felder herausfiltern. Im Gegensatz zu Protonen braucht die Produktion von Antiprotonen Zeit. Man muss sie über viele Stunden sammeln, um das Tevatron füllen zu können. Lange Zeit hat dies die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers begrenzt. 2006 und 2007 gelang es jedoch durch einige Verbesserungen, etwa $(10 - 15) \cdot 10^{10}$ Antiprotonen pro Stunde zu produzieren und damit den angestrebten Design-Wert zu erreichen. Heute sind Raten von $20 \cdot 10^{10}$ pro Stunde üblich.

Die Leistungsfähigkeit eines Beschleunigers lässt sich mit der Luminosität L beschreiben. Diese ist definiert als Proportionalitätskonstante zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ eines bestimmten Prozesses und der in Strahlkollisionen erzeugten Ereignisrate: $dN/dt \equiv L \cdot \sigma$. Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und wird in der Einheit Barn angegeben, wobei $1 \text{ b} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2$. Die in der Top-Quark-Physik üblichen Wirkungsquerschnitte liegen bei Picobarn (pb). In den letzten Jahren ist es regelmäßig am Tevatron gelungen, Luminositäten von $(2 - 3) \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu erreichen, womit das Design-Ziel sogar übertroffen ist. Bei diesen Luminositäten finden 12 Millionen inelastische Wechselwirkungen pro Sekunde statt. Aber nur in wenigen Kollisionen entstehen für die Forschung interessante Teilchen, z. B. fünf W-Bosonen pro Sekunde oder zwölf Top-Quarks pro Stunde. Seit 2002 lieferte das Tevatron eine Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von $6,6 \text{ fb}^{-1}$ entspricht.

Wie Paare entstehen

Am Tevatron entstehen Top-Quarks hauptsächlich durch Paarproduktion, d. h. durch die starke Wechselwirkung werden ein Top-Quark und sein Antiteilchen, das Antitop-Quark, erzeugt. Dabei entsteht das Paar zu etwa 85 % über die Annihilation eines leichten Quarks aus dem Proton mit einem Antiquark aus dem Antiproton (Abb. 2), während zu 15 % ein Gluon aus dem Proton mit einem Gluon aus dem Antiproton wechselwirkt (Gluonfusion).

Das Top-Quark zerfällt zu über 99 % in ein b-Quark und ein W-Boson. Aufgrund seiner hohen Energie erzeugt das b-Quark weitere Paare aus Quarks und Antiquarks, aus denen b-Hadronen entstehen, die den Wechselwirkungspunkt gebündelt verlassen, als sog. b-Jet. Gemäß des Zerfalls der beiden W-Bosonen – eins entsteht aus dem Top-, eins aus dem Antitop-Quark – existieren die folgenden Zerfallskanäle (Abb. 3):

- **Dilepton-Kanal:** Beide W-Bosonen zerfallen in ein Elektron oder Myon und das entsprechende Neutrino.
- **Lepton+Jets-Kanal:** Ein W-Boson zerfällt in ein Elektron oder Myon und das entsprechende Neutrino und das andere W-Boson in Quarks, aus denen jeweils Bündel aus beobachtbaren Hadronen entstehen.
- **Hadronischer Kanal:** Beide W-Bosonen zerfallen in Quarks, aus denen jeweils Bündel aus beobachtbaren Hadronen entstehen.

Elektronen und Myonen aus dem Zerfall des W-Bosons sind gut im Detektor zu identifizieren und meist getrennt von den rekonstruierten Jets. Je nach Zerfallskanal ist eine gewisse Mindestanzahl an rekonstruierten Jets erforderlich. Für die Identifikation von b-Jets nutzt man die lange Lebensdauer von b-Hadronen von etwa 1,6 ps aus. Sie bewirkt, dass die Spuren

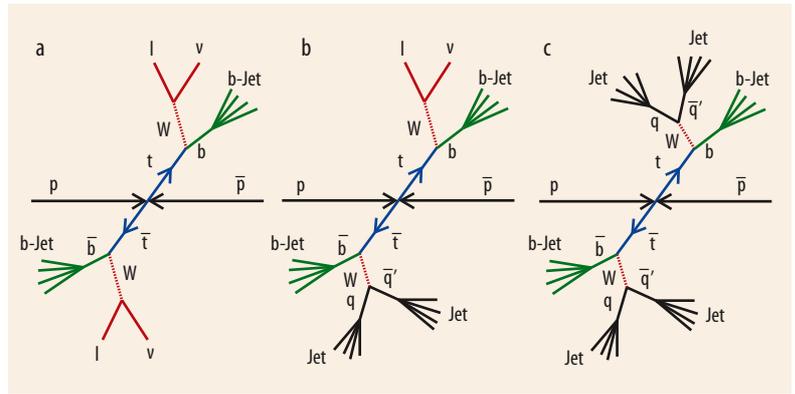


Abb. 3 Top-Paare zerfallen im Dilepton-Kanal (a), im Lepton+Jets-Kanal (b) oder im hadronischen Kanal (c).

der Zerfallsprodukte meist nicht durch den Punkt der Wechselwirkung führen, sondern durch einen Punkt einige Millimeter entfernt. Neutrinos sind im Detektor nicht direkt nachweisbar. Allerdings lässt sich ausnutzen, dass aufgrund der Energie- und Impulserhaltung der Impuls transversal zur Strahlachse aller erzeugten Teilchen im Endzustand gleich dem des Anfangszustandes, also Null, sein muss. Das Negative der vektoriellen Summe der Transversalimpulse aller Endzustandsteilchen ist der fehlende Transversalimpuls, der eng mit demjenigen der entstandenen Neutrinos korreliert ist.

Die Zerfallsrate von Top-Quark-Paar-Ereignissen nimmt vom Dilepton-Kanal mit etwa 5 % zum hadronischen Kanal mit etwa 44 % zu. Allerdings steigt auch die Anzahl von Untergrundereignissen. Daher gilt der Lepton+Jets-Kanal mit einer Zerfallsrate von etwa 30 % und einem moderaten Untergrund häufig als „goldener“ Zerfallskanal (Abb. 4).

DIE DETEKTOREN: CDF UND DØ

Die Vielzahl der Detektoren CDF und DØ (DZero) sind im Zentralbereich zylinderförmig aufgebaut und werden von zwei Endkappen nahezu hermetisch abgeschlossen. Die Teilchenstrahlen verlaufen auf der Symmetrieachse der Detektoren und kollidieren in deren Mitte. Die einzelnen Detektorbestandteile sind wie die Schalen einer Zwiebel um den Kollisionspunkt angeordnet.

Die innersten Detektorlagen bestehen aus Siliziumstreifenanzählern, die dazu dienen, die Spuren geladener Teilchen präzise zu messen (Abb. i). Bei CDF komplettiert eine Driftkammer das Spurfindungssystem, DØ verwendet im äußeren Bereich szintillierende Fasern. Um die Impulse der Spuren durch ihre Krümmung zu bestimmen, befinden sich die Spurdetektoren in einem solenoiden Magnetfeld von 1,5 T (CDF) bzw. 2 T (DØ).

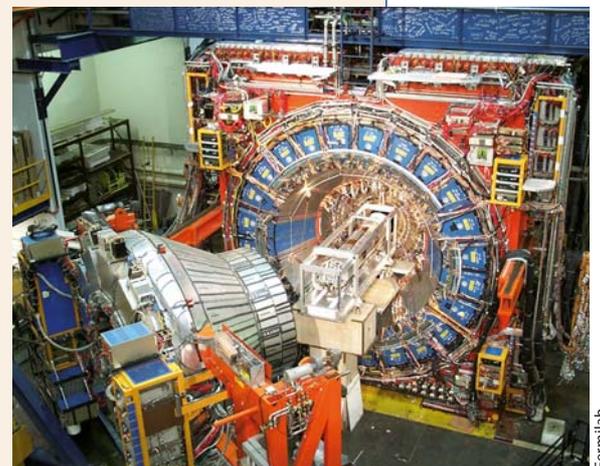
Im Anschluss an die Spurkammer folgt das Kalorimeter, dessen innerer Teil die elektromagnetischen Schauer

vermisst, die durch Photonen, Elektronen und Positronen entstehen. Der äußere, wesentlich größere Kalorimeterteil detektiert hadronische Schauer, die aus gestreuten Quarks oder Gluonen der primären Wechselwirkung entstehen. Bei CDF besteht das Kalorimeter aus einem Sandwich von Szintillationslagen und passiven Absorberplatten aus Blei und Eisen. DØ verwendet flüssiges Argon als aktives Medium und Blei-, Uran- und Kupferplatten als Absorbermaterial.

Planare Drift- und Szintillationskammern, die dem Nachweis von Myonen dienen, schließen die Detektoren im Außenbereich ab. Außer Neutrinos sind Myonen die einzigen Teilchen, die das Kalorimeter passieren können, ohne Teilchenschauer auszulösen.

Abb. i Der CDF-Detektor (hier beim Einbau der Silizium-Spurkammer) ist einer der beiden großen Detektoren des Tevatron.

Der Betrieb der Detektoren ist eine umfangreiche Aufgabe, für die zwei große Kollaborationen von Teilchenphysikern zuständig sind. Bei CDF sind es rund 600 Mitglieder aus 61 Institutionen und 15 Ländern, bei DØ rund 500 Mitglieder aus 82 Instituten aus 18 Ländern.



Fermlab

Alle neue Physik ist schwer

Da das Top-Quark das bei weitem schwerste Fermion ist, spielt es in vielen Modellen mit neuer Physik eine wichtige Rolle. Seine Untersuchung zeigt, ob es wirklich die vorhergesagten Eigenschaften hat oder ob es sich über neue Produktionsprozesse erzeugen lässt. Des Weiteren ist die genaue Kenntnis der Rate und der Kinematik von Top-Quark-Ereignissen wichtig, um nach dem Higgs-Boson und nach noch unbekanntem Elementarteilchen zu suchen.

Beide Tevatron-Experimente messen den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Top-Quark-Paaren in verschiedenen Zerfallskanälen und mit unterschiedlichen Methoden. Je kleiner der Signalanteil ist, desto komplexere Analysemethoden sind erforderlich. Die präzisesten Messungen sind im Lepton+Jets-Kanal möglich. Ein klares Signal ist für Ereignisse mit mindestens drei Jets zu erkennen (Abb. 5). Alle Messungen des Wirkungsquerschnitts sind miteinander und mit der Vorhersage von $(6,9 \pm 0,5)$ pb [4] bei einer Top-Quark-Masse von $M_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ verträglich. Die Kombination aller Messungen ergibt für CDF $(7,0 \pm 0,6)$ pb bzw. für DØ $(7,9 \pm 0,9)$ pb [5].

Bei CDF wurde der Anteil an Top-Quark-Paaren, die mittels Gluonfusion entstehen, im Lepton+Jets- und Dilepton-Kanal gemessen. Die Resultate sind zurzeit noch mit einem sehr großen statistischen Fehler behaftet, stimmen aber innerhalb der Fehler gut mit der Vorhersage überein, dass die Top-Quark-Paare zu 15 % über Gluonfusion entstehen.

Am Tevatron entstehen Top-Quarks leicht bevorzugt in Protonrichtung. Diese kleine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie beträgt etwa 5 %. In Szenarien mit neuen schweren Austauscheteilchen kann diese Asymmetrie auf bis zu ± 30 % anwachsen. Beide Kollaborationen messen im Lepton+Jets-Kanal eine etwas größere

Asymmetrie als erwartet, die aber konsistent (weniger als zwei Standardabweichungen) mit der Vorhersage des Standardmodells ist. Im gleichen Kanal suchen beide auch nach Paaren, die über den Austausch neuer Teilchen entstehen, z. B. ein schweres Z-Boson (Z') oder ein schweres Gluon. Diese neuen Mechanismen würden sich in einer Resonanz im Massenspektrum des Quarkpaares bemerkbar machen. Bisher deutet nichts auf eine solche schwere Resonanz hin.

Das Top-Quark auf der Waage

Der bisherigen Datensatz der Experimente am Fermilab erlaubt es, die Produktionsrate und die Eigenschaften von Top-Quarks präzise zu bestimmen. Vor allem die Masse ist wichtig – auch um die Masse des bislang unbeobachteten Higgs-Bosons einzuschränken. Mehrere Methoden für die verschiedenen Zerfallskanäle dienen inzwischen dazu, dieses schwere Quark zu wiegen. Die beiden wichtigsten und präzisesten sind die Template- bzw. die Matrixelemente-Methode. Bei der Template-Methode werden Variablen betrachtet, die auf die Top-Quark-Masse sensitiv sind. Die gebräuchlichste ist die aus den Daten rekonstruierte Top-Quark-Masse. Aufgrund von Auflösungs- und Rekonstruktionseffekten lässt sich die Masse nicht einfach am Maximum der gemessenen Verteilung ablesen. Daher nimmt man eine bestimmte Masse an (z. B. $160 \text{ GeV}/c^2$) und simuliert damit aus den bekannten Zerfallsprozessen die gemessene Massenverteilung. Diese simulierten Verteilungen passt man an die gemessene unter Einbeziehung der Untergrundprozesse an, woraus sich die gemessene Top-Quark-Masse ablesen lässt (Abb. 6).

Auf diese Weise ist es zudem möglich, die Zerfallsbreite des Top-Quarks zu bestimmen. Dazu wird in der

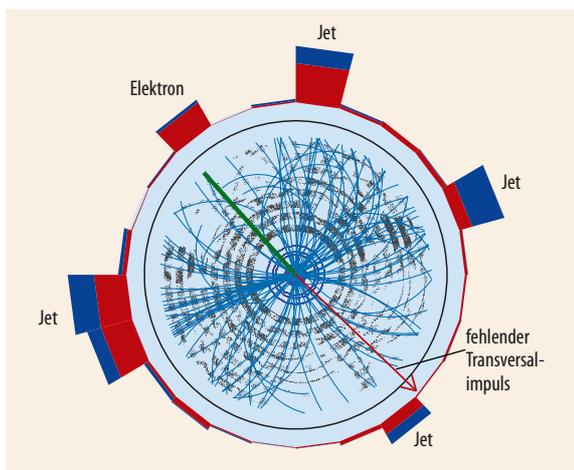


Abb. 4 Der Zerfall eines Top-Quark-Paares im Lepton+Jets-Kanal im CDF-Detektor. Die Größe der roten (blauen) Balken ist proportional zu der im elektromagnetischen (hadronischen) Kalorimeter deponierten Energie. Die grauen Punkte sind Trefler in der Spurkammer und die blauen Linien rekonstruierte Spuren. Die grüne isolierte Spur zeigt zu einer Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter und wurde als Elektron identifiziert.

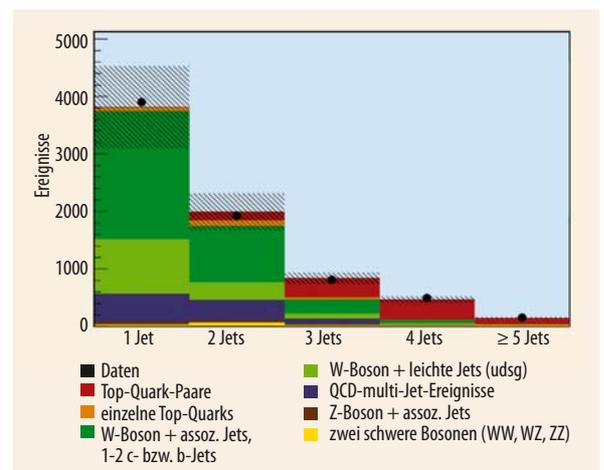


Abb. 5 Die Zahl rekonstruierter Jets für Lepton+Jets-Ereignisse mit mindestens einem identifizierten b-Jet fällt steil mit der Zahl der Jets ab. Die schwarzen Punkte sind die Daten. Die rote Fläche gibt die gemessene Zahl der Top-Quark-Paar-Ereignisse an, die anderen Flächen die erwarteten Anteile der Untergrundprozesse. Schraffiert ist die Unsicherheit auf jeweils die gesamte Säule.

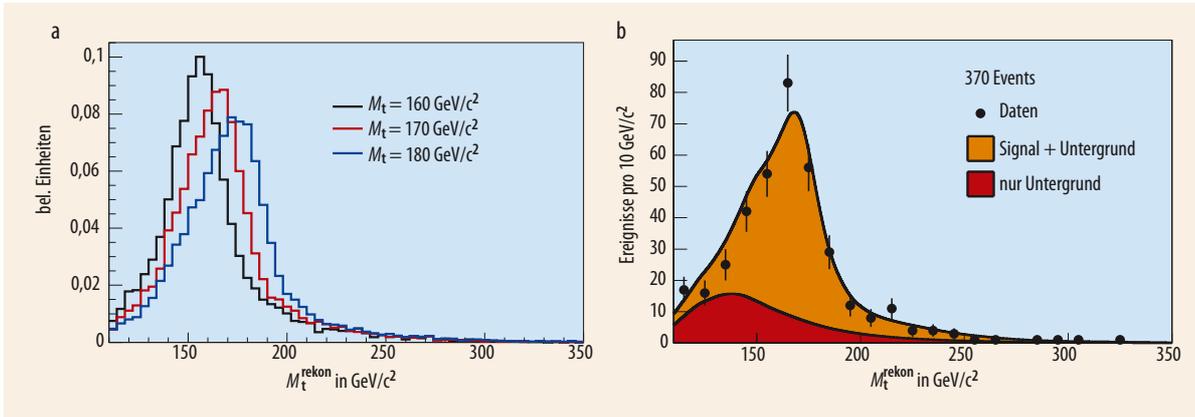


Abb. 6 Aus den bekannten Zerfallsprozessen lässt sich die Verteilung der rekonstruierten Top-Quark-Masse für unterschiedliche angenommene wahre Massen rekonstruieren (a). Die

simulierte Verteilung wird an die gemessene im Lepton+Jets-Kanal angepasst (b).

Anpassung an die gemessenen Daten die Zerfallsbreite statt der Masse variiert. Auf diese Weise erhielt CDF eine obere Grenze von 12,7 GeV für die Zerfallsbreite. Aus der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich daraus eine untere Grenze für die Lebensdauer von $5,2 \cdot 10^{-26}$ s mit 95 % Konfidenzlevel.

Die zweite Methode verwendet die Matrixelemente der relevanten Physikprozesse. Dabei dienen die Viererimpulse der rekonstruierten Jets und Leptonen als Ausgangsgrößen. Mit diesen Objekten lässt sich abhängig von der Top-Quark-Masse eine Wahrscheinlichkeit berechnen, die auf den Matrixelementen von Signal- und Untergrundprozessen für jedes Ereignis basiert.

Der größte systematische Fehler bei der Messung der Top-Quark-Masse ist die Jet-Energie-Skala, welche die gemessenen Energien im Detektor auf die Energien der produzierten Teilchen korrigiert. In Zerfallskanälen, in denen ein W-Boson in Quarks zerfällt, lässt sich ein Teil dieses Fehlers in einen statistischen Fehler umwandeln. Bezieht man die präzise bekannte W-Boson-Masse mit ein, lässt sich die Jet-Energie-Skala in-situ messen. Diese Methode gilt als Meilenstein in der Reduktion des systematischen Fehlers auf die gemessene Top-Quark-Masse. Mithilfe von Strahlungskorrekturen durch das Top-Quark und das Higgs-Boson zur W-Boson-Masse ist es möglich, aus der Masse dieser Teilchen Grenzen für die Higgs-Boson-Masse anzugeben (Abb. 7).

Nicht von Dauer

Da das Top-Quark eine kürzere Zeit lebt, als nötig wäre, um einen gebundenen Zustand einzugehen, lässt sich sein Zerfall genauer untersuchen. Insbesondere gibt das Top-Quark seine Spininformation an seine Zerfallsprodukte – das W-Boson und das b-Quark – weiter. Der Zerfall des Top-Quarks wird über die schwache Wechselwirkung vermittelt. Dabei koppelt das W-Boson nur an linkshändige Teilchen, bei denen der Spin entgegengesetzt zur Impulsrichtung ist, bzw. an rechtshändige Antiteilchen, bei denen Spin und Impuls parallel sind. Man sagt daher, die schwache Wechselwirkung sei maximal paritätsverletzend. Als

Spin-1-Teilchen kann das W-Boson zusätzlich longitudinal polarisiert sein, d. h. den Spin senkrecht zur Impulsrichtung haben. Aus der exakten Rechnung des Top-Quark-Zerfalls erhält man ein Verhältnis von 70:30 für longitudinal polarisierte zu linkshändigen W-Bosonen, rechtshändige W-Bosonen sind bei vernachlässigter b-Quark-Masse verboten. Ein erhöhter Wert rechtshändiger W-Bosonen wäre ein Hinweis auf neue Physik. Die Anteile lassen sich experimentell mithilfe der Verteilung des Helizitätswinkels bestimmen. Dies ist der Winkel zwischen der Richtung des Leptons im W-Boson-Ruhsystem und der Richtung des W-Bosons im Top-Quark-Ruhsystem.

Darüber hinaus wurde auch die Zerfallsart untersucht. CDF und DØ haben das Verhältnis von Top-Quarks, die in ein W-Boson und ein b-Quark bzw. ein W-Boson und ein leichteres Quark zerfallen, gemes-

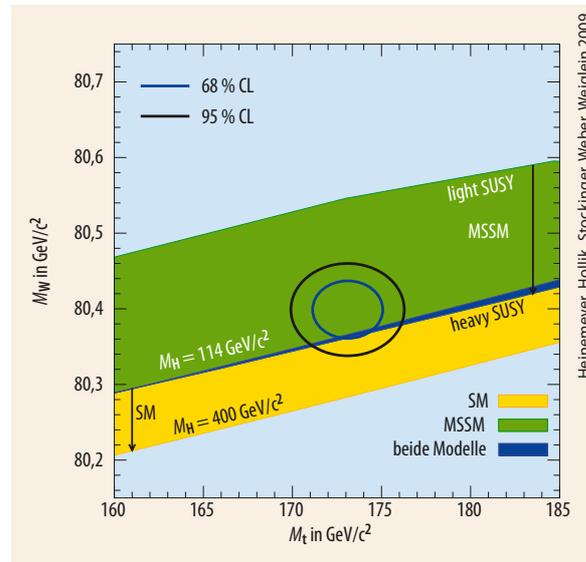


Abb. 7 Die gemessenen Massen von Top-Quark und W-Boson schränken die Masse des Higgs-Bosons M_H ein (blauer bzw. schwarzer Kreis mit 68 % bzw. 95 % Konfidenzlevel CL). Im Standardmodell (gelb) wächst M_H von oben nach unten von 114 auf 400 GeV/c^2 , im minimalen supersymmetrischen Standardmodell (grün) muss M_H zwischen 114 und 130 GeV/c^2 liegen. Eine Entscheidung zwischen beiden Modellen, die sich im blauen Streifen überlappen, ist noch nicht möglich.

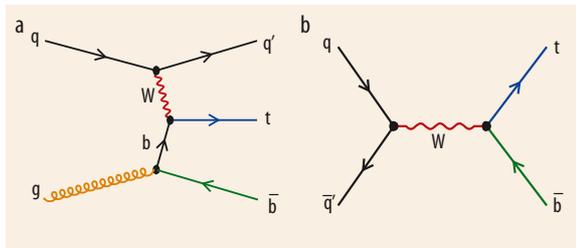


Abb. 8 Feynman-Diagramme der beiden wichtigsten Prozesse zur Produktion einzelner Top-Quarks am Tevatron.

sen. Ebenso wurde nach Zerfällen wie $t \rightarrow Zq$ gesucht, die mit dem elektrisch neutralen Z-Boson einhergehen (sog. flavor-ändernde neutrale Ströme). Bis jetzt gibt es keine Hinweise auf Abweichungen vom Standardmodell.

Auf sich allein gestellt

Obwohl am Tevatron in erster Linie Quarkpaare entstehen, sagt das Standardmodell der Teilchenphysik auch die Produktion einzelner Top-Quarks über die schwache Wechselwirkung vorher, nämlich durch Austausch virtueller W-Bosonen (Abb. 8). Der Nachweis dieser Prozesse ist sehr interessant, weil ihr Wirkungsquerschnitt proportional zum Betragsquadrat des Elements V_{tb} der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix) ist und die beste Möglichkeit bietet, $|V_{tb}|$ experimentell modellunabhängig zu bestimmen. Die CKM-Matrix überführt die Masseneigenzustände der Down-Typ-Quarks (d, s, b) in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und gibt effektiv die Kopplungsstärke von Quark-Antiquark-Paaren verschiedenen Flavours an das W-Boson an. Die Postulierung der Quarkmischung in drei Generationen wurde 2008 mit dem Physik-Nobelpreis gewürdigt. Das Standardmodell sagt $|V_{tb}| \approx 1$ vorher, eine signifikante Abweichung nach unten könnte auf eine vierte Generation von Quarks deuten. Eine größere Rate einzeln produzierter Top-Quarks ließe auf zusätzliche Produktionsmechanismen jenseits des Standardmodells schließen, z. B. auf flavour-ändernde neutrale Ströme oder neue schwere Eichbosonen (W').

Obwohl der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für die Produktion einzelner Top-Quarks fast halb so groß ist wie der für Quarkpaare, ist es erst im Laufe der zweiten Datennahmeperiode gelungen, einzelne Top-Quarks nachzuweisen. Dies liegt an dem sehr viel größeren Untergrund, der zu einem niedrigen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 5 bis 6 % führt. Es besteht auch keine Möglichkeit, Signal und Untergrund durch konventionelle Schnitte effizient zu trennen. So waren beide Tevatron-Kollaborationen gezwungen, neue Wege zu beschreiten und viele Variablen, die eine gewisse Trennung zwischen Signal und Untergrund aufweisen, durch multivariate Verfahren zu einer schlagkräftigen Diskriminante zu kombinieren. Nach vielen Jahren der Entwicklung und der gründlichen Prüfung dieser komplexen Variablen gelang es im März 2009,

einzelne Top-Quarks mit einer Signifikanz von fünf Standardabweichungen nachzuweisen [6, 7]. Im Bereich größter Reinheit mit einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von etwa vier lassen sich rund zehn Ereignisse isolieren. CDF misst einen Wirkungsquerschnitt von $2,3^{+0,6}_{-0,5}$ pb, aus dem sich $|V_{tb}| = 0,91 \pm 0,13$ ergibt. DØ erhält $3,9 \pm 0,9$ pb und $|V_{tb}| = 1,07 \pm 0,12$. Beide Werte sind mit dem Standardmodell kompatibel.

Die zweite Datennahmeperiode des Tevatron-Beschleunigers hat eine neue Ära in der Physik des Top-Quarks eingeläutet, in der seine Eigenschaften präzise gemessen wurden. Zu den wichtigsten Ergebnissen gehört die Messung der Top-Quark-Masse mit einem Fehler von nur 0,8 % und die erste Beobachtung der Produktion einzelner Top-Quarks über die schwache Wechselwirkung. Künftig werden es die beiden LHC-Detektoren ATLAS und CMS erlauben, das Top-Quark weitergehend zu untersuchen, denn am LHC werden die Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 100 größer sein als am Tevatron.

Literatur

- [1] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995); S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [2] Tevatron Electroweak Working Group, CDF Kollaboration, und DØ Kollaboration, arXiv:0808.1089 [hep-ex] (2008)
- [3] R. D. Peccei, S. Peris und X. Zhang, Nucl. Phys. B **349**, 305
- [4] S. Moch und P. Uwer, Phys. Rev. **D78**, 034004 (2008)
- [5] T. Aaltonen et al., public CDF note 9448, www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2008/xsection/ttbar_combined_3invfb/cdf9448.ps; V.M. Abazov et al., public DØ note 5907, www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/TOP/T79/T79.pdf
- [6] T. Aaltonen et al., arXiv:0903.0885 [hep-ex]
- [7] V. M. Abazov et al., arXiv:0903.0850 [hep-ex]

DIE AUTOREN

Dominic Hirschbühl (FV Teilchenphysik) hat an der Universität Karlsruhe studiert und promoviert. Seit Anfang des Jahres forscht er als Postdoktorand der Universität Wuppertal am CERN. In seiner Freizeit spielt er regelmäßig Volleyball.



Wolfgang Wagner (FV Teilchenphysik) studierte Physik in Bonn und Columbus (Ohio) und promovierte im Jahr 2000 mit einer Arbeit über Siliziumstreifenzähler an der LMU München. Als Postdoktorand an der Uni Karlsruhe forschte er am CDF-Detektor des Fermilab über Top-Quarks. Inzwischen ist Wagner

Mitglied der ATLAS-Kollaboration und seit Ende 2008 Juniorprofessor an der Uni Wuppertal.

Jeannine Wagner-Kuhr (FV Teilchenphysik) hat Physik in Hamburg studiert, am DESY im Bereich der Produktion schwerer Quarks bei HERA geforscht und 2004 auf diesem Gebiet promoviert. Seit 2005 ist sie Postdoc in Karlsruhe und arbeitet als Mitglied der CDF-Kollaboration über Top-Quarks. Im Jahr 2008 ist sie der CMS-Kollaboration beigetreten, wo sie sich seither insbesondere mit der Suche nach neuer Physik in Top-Quark-Ereignissen beschäftigt.

