31. Herbstschule für Hochenergiephysik 1999

e^+e^--Physik oberhalb der W-Produktionsschwelle

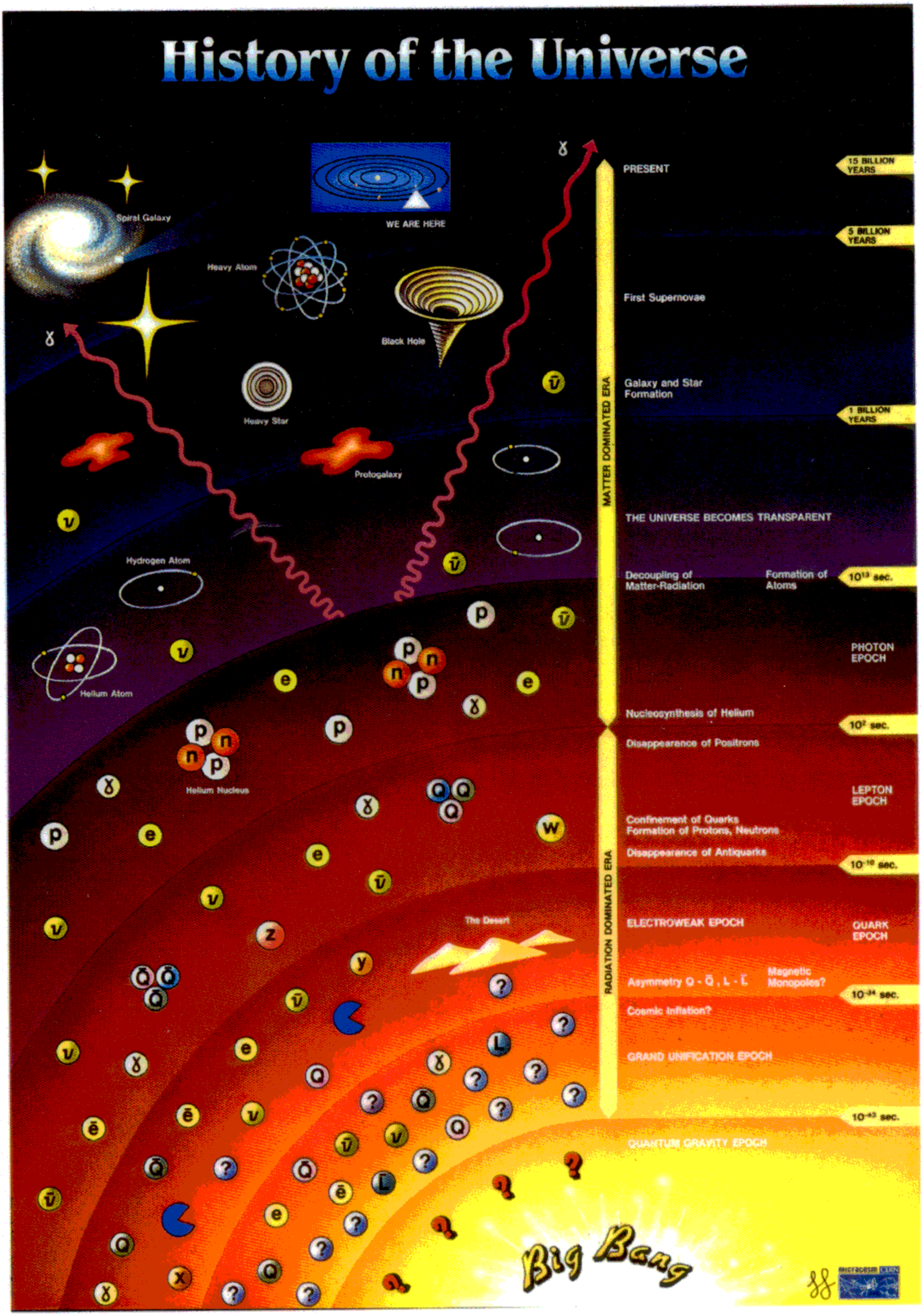
16., 17.9.99

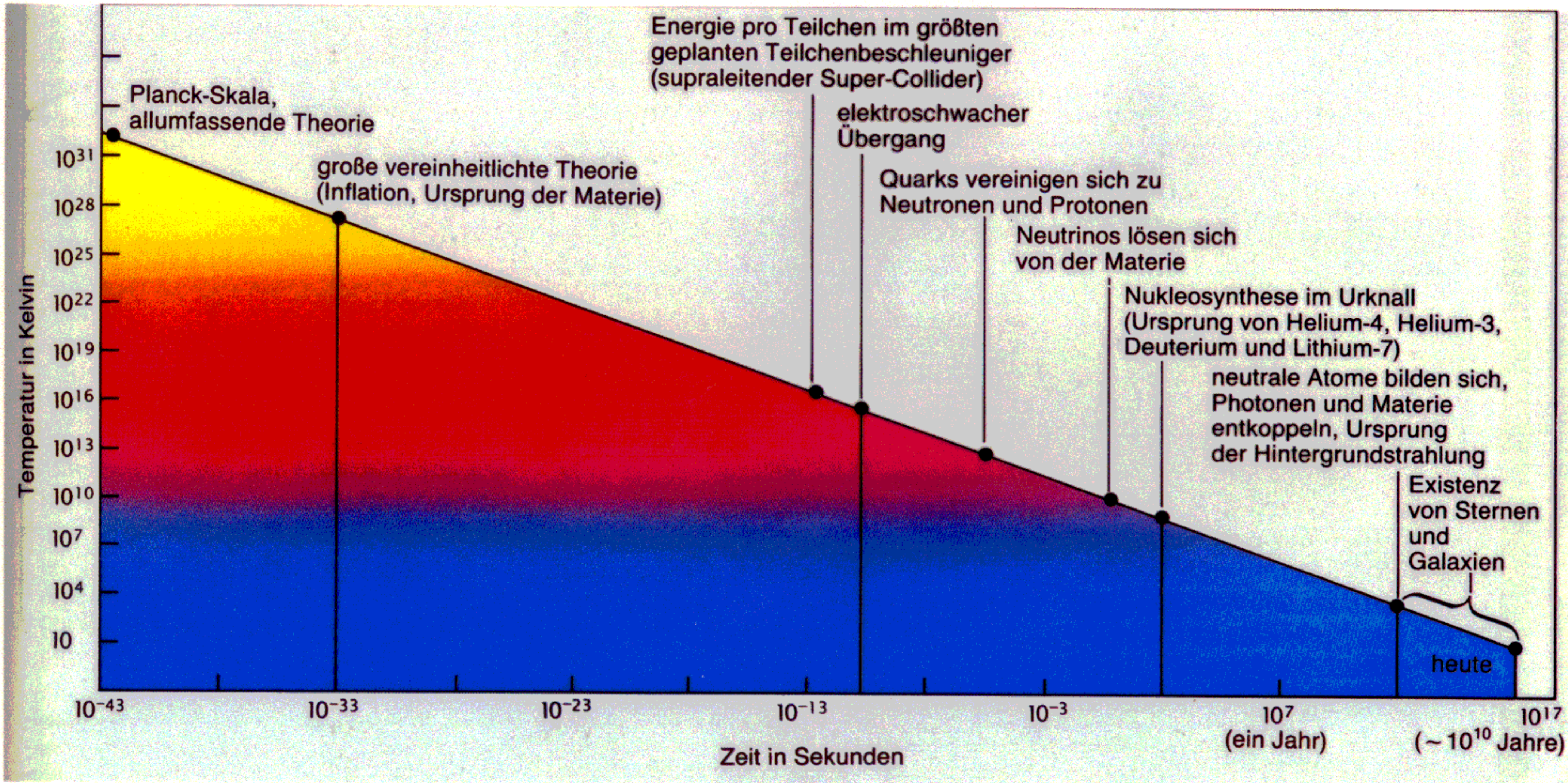
Otmar Biebel
(RWTH Aachen / MPI München)

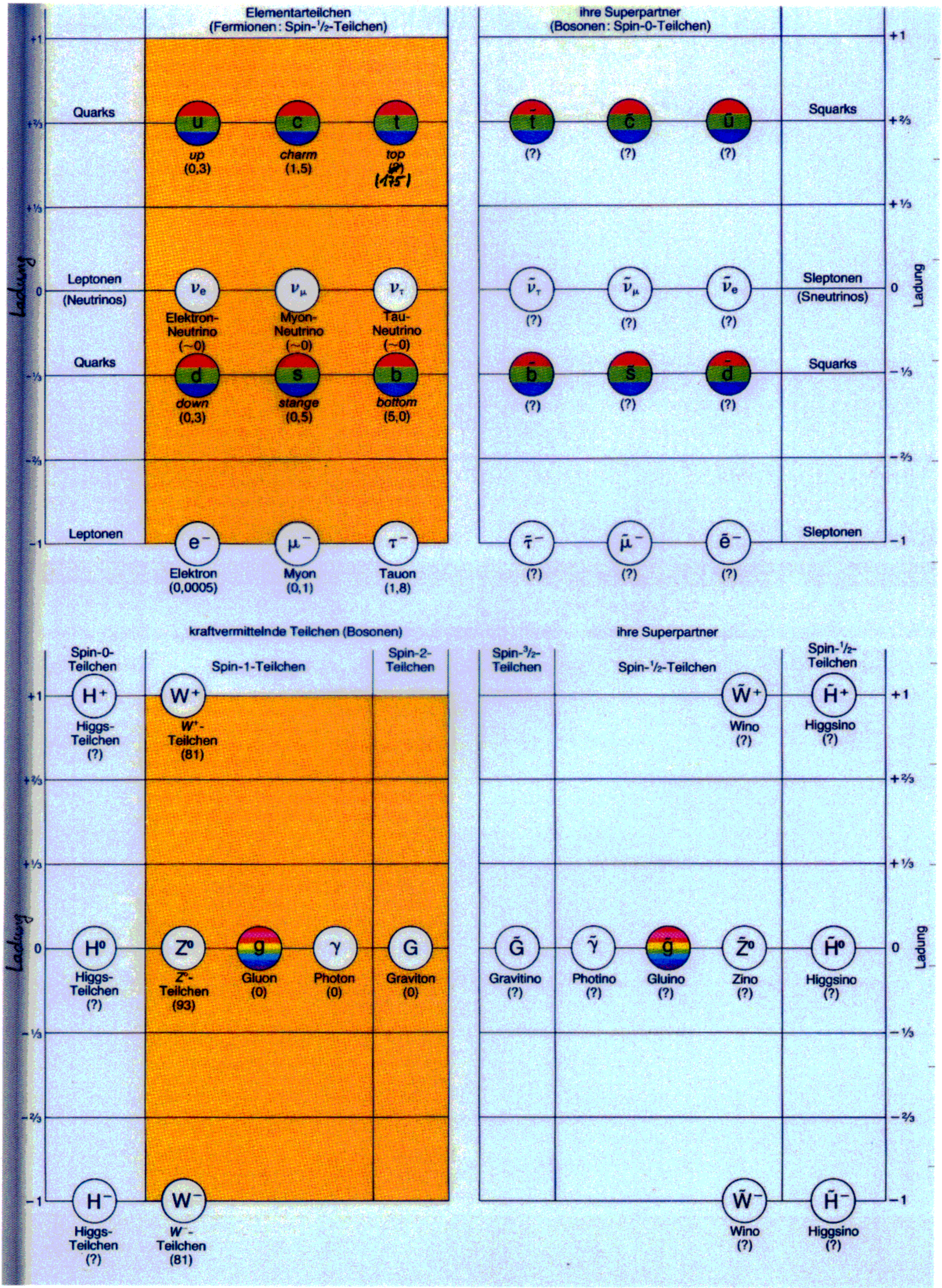
Inhalt:

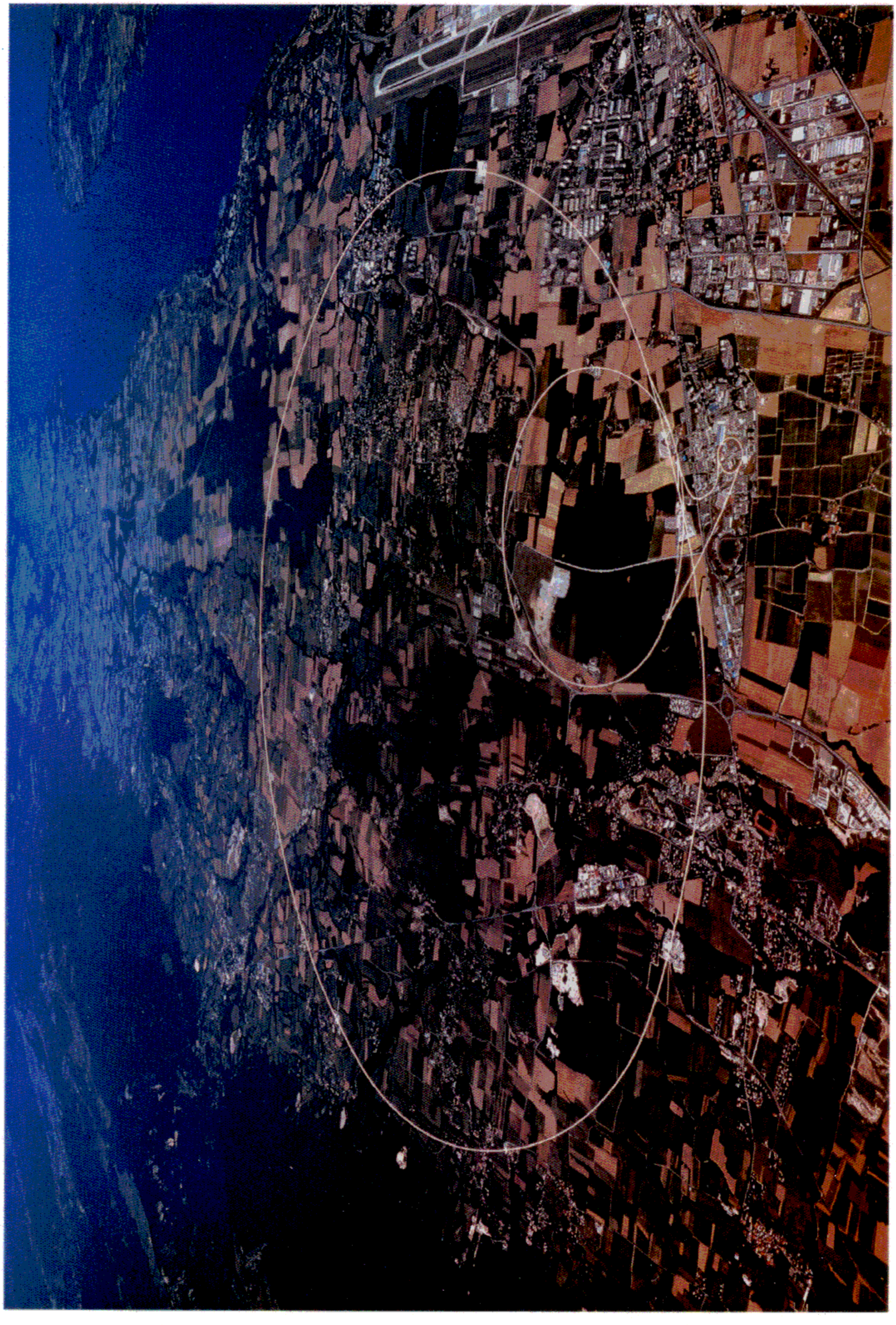
- Einführung und Motivation
- Physik des W-Bosons
- Suche nach dem Higgs-Boson
- Prozesse außerhalb des Standard Modells
- Starke Wechselwirkung und QCD
- Zusammenfassung und Ausblick

(Folien als Kopie: home.cern.ch/b/biebel)


History of the Universe
Spiral Galaxy
WE ARE HERE
Heavy Atom
Black Hole
Heavy Star
Protogalaxy
Hydrogen Atom
Helium Atom
Helium Nucleus
The Desert
Big Bang
PRESENT
First Supernovae
Galaxy and Star Formation
THE UNIVERSE BECOMES TRANSPARENT
Decoupling of Matter-Radiation
Formation of Atoms
Nucleosynthesis of Helium
Disappearance of Positrons
Confinement of Quarks
Formation of Protons, Neutrons
Disappearance of Antiquarks
ELECTROWEAK EPOCH
Asymmetry Q - Q̄ , L - L̄
Magnetic Monopoles?
Cosmic Inflation?
GRAND UNIFICATION EPOCH
QUANTUM GRAVITY EPOCH
MATTER DOMINATED ERA
RADIATION DOMINATED ERA
15 BILLION YEARS
5 BILLION YEARS
1 BILLION YEARS
10^{13} sec.
PHOTON EPOCH
10^{2} sec.
LEPTON EPOCH
10^{-10} sec.
QUARK EPOCH
10^{-34} sec.
10^{-43} sec.
microcosm CERN


Planck-Skala,
allumfassende Theorie
große vereinheitlichte Theorie
(Inflation, Ursprung der Materie)
Energie pro Teilchen im größten
geplanten Teilchenbeschleuniger
(supraleitender Super-Collider)
elektroschwacher
Übergang
Quarks vereinigen sich zu
Neutronen und Protonen
Neutrinos lösen sich
von der Materie
Nukleosynthese im Urknall
(Ursprung von Helium-4, Helium-3,
Deuterium und Lithium-7)
neutrale Atome bilden sich,
Photonen und Materie
entkoppeln, Ursprung
der Hintergrundstrahlung
Existenz
von Sternen
und
Galaxien
heute
Temperatur in Kelvin
10^{31}
10^{28}
10^{25}
10^{22}
10^{19}
10^{16}
10^{13}
10^{10}
10^{7}
10^{4}
10
10^{-43}
10^{-33}
10^{-23}
10^{-13}
10^{-3}
10^{7}
(ein Jahr)
10^{17}
($\sim 10^{10}$ Jahre)
Zeit in Sekunden


Elementarteilchen
(Fermionen: Spin-1/2-Teilchen)
ihre Superpartner
(Bosonen: Spin-0-Teilchen)
Ladung
+1
+2/3
+1/3
0
-1/3
-2/3
-1
Quarks
u
up
(0,3)
c
charm
(1,5)
t
top
(?)
(175)
Squarks
(?)
(?)
(?)
Leptonen
(Neutrinos)
Elektron-
Neutrino
(~0)
Myon-
Neutrino
(~0)
Tau-
Neutrino
(~0)
Sleptonen
(Sneutrinos)
Quarks
d
down
(0,3)
s
stange
(0,5)
b
bottom
(5,0)
Squarks
Leptonen
Elektron
(0,0005)
Myon
(0,1)
Tauon
(1,8)
Sleptonen
kraftvermittelnde Teilchen (Bosonen)
ihre Superpartner
Spin-0-
Teilchen
Spin-1-Teilchen
Spin-2-
Teilchen
Spin-3/2-
Teilchen
Spin-1/2-Teilchen
Spin-1/2-
Teilchen
Higgs-
Teilchen
(?)
W+-
Teilchen
(81)
Wino
(?)
Higgsino
(?)
Z0-
Teilchen
(93)
Gluon
(0)
Photon
(0)
Graviton
(0)
Gravitino
(?)
Photino
(?)
Gluino
(?)
Zino
(?)
W--
Teilchen
(81)



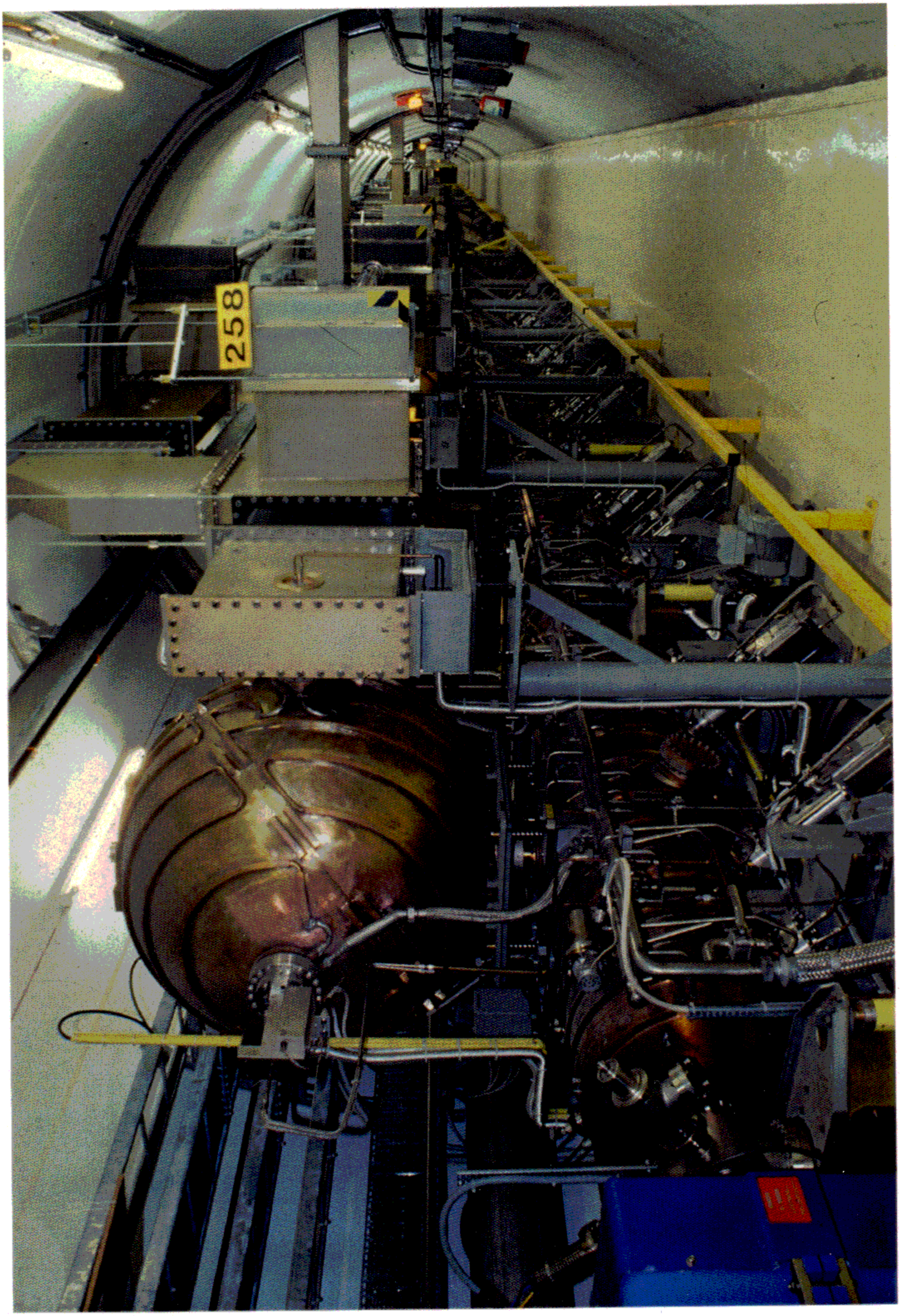
einige Daten zu LEP

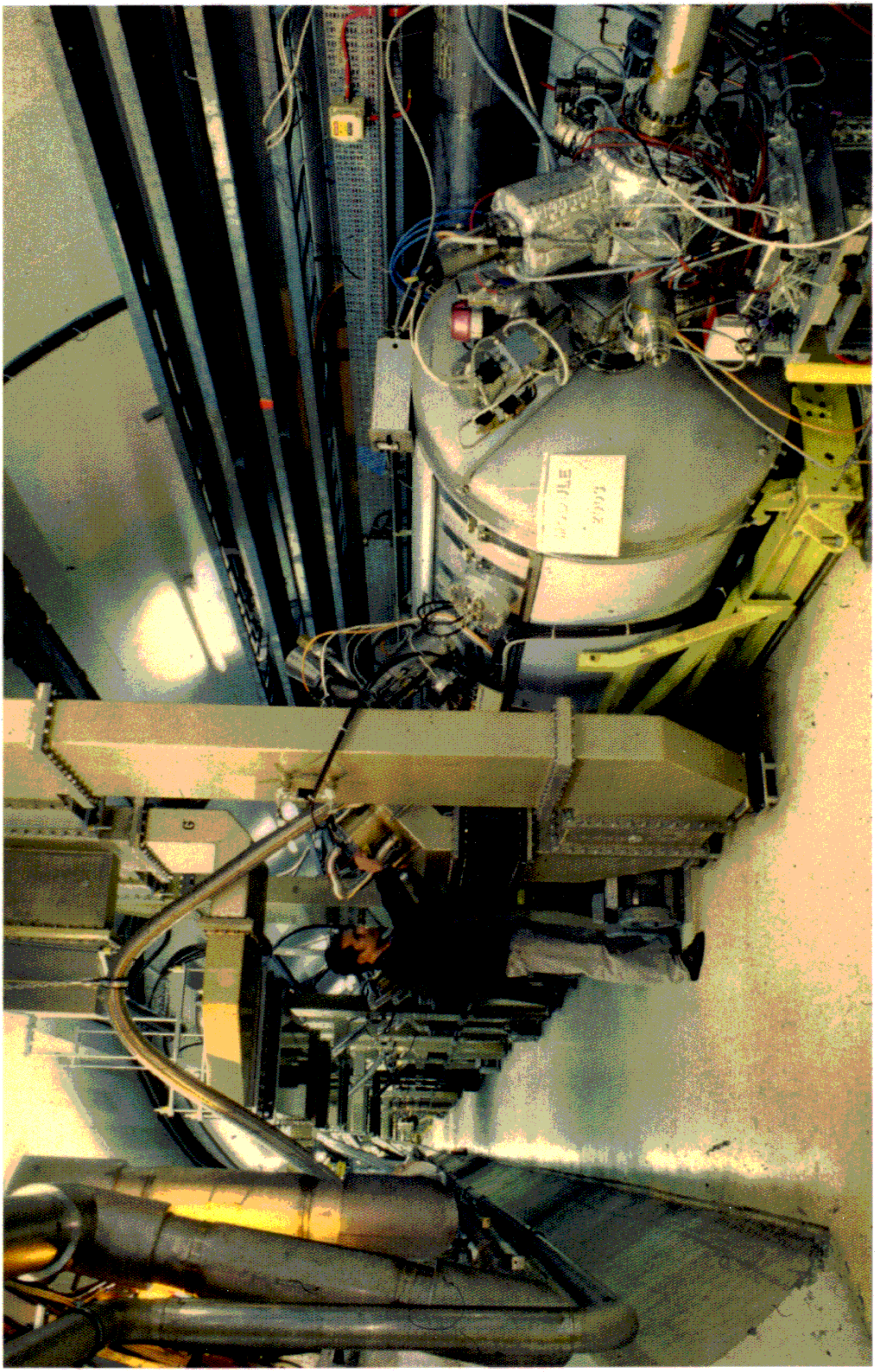
• Umfang	26 658.90 m
• Ablenkradius	3 026.42 m
• max. Strahlenergie (z.Zt.)	100 GeV
⇒ Ablenkfeld der Dipole	0.11 T
• Beschleunigungsresonatoren:	≈ 350 MHz
# normalleitende Cu-Cavities	48
# supraleitende Nb- und CuNb-Cav	16 + 272 = 288
⇒ max. Beschleunigung (@100 GeV)	3420 MV/m (3270 MV/m)
• max. Strahlstrom	5...6 mA
• Zahl der e^+e^--Teilchenpakete	4 × 4 à 2 "Bunchlets"
• max. Luminosität	$\approx 5 \cdot 10^{31}\ cm^{-2} s^{-1}$
• Energiestreuung im Strahl	ca. 280 MeV
• syst. Unsicherheit der Strahlenergie	ca. 20-30 MeV
• Strahl-Lebensdauer	ca. 4-5 Stunden

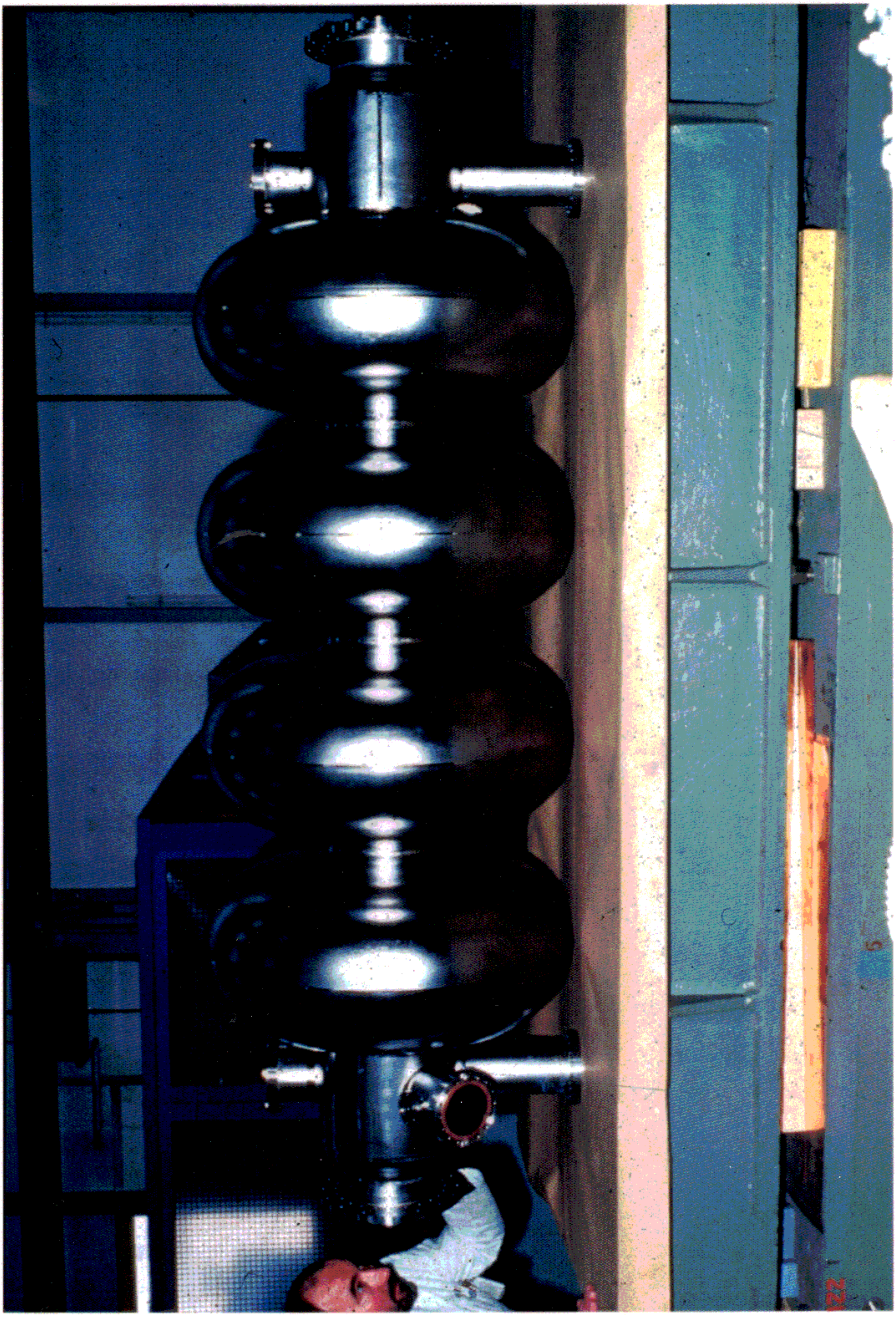
Verlust durch Synchrotronstrahlung ca. 16 MW @ 100 GeV

$$P_{sync} \sim \frac{1}{R} \left(\frac{E}{m_e}\right)^4$$

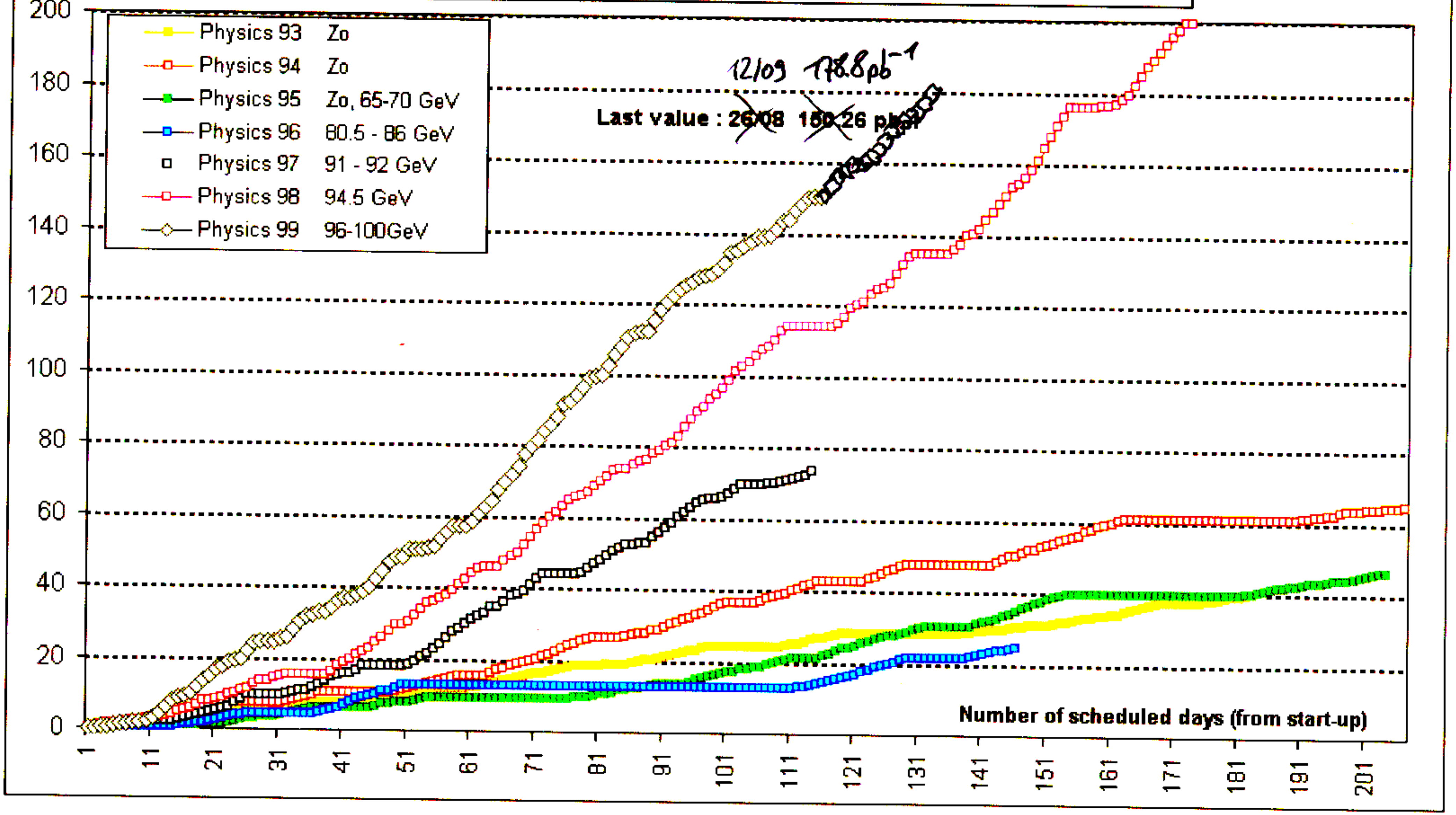
⇒ kleine Energiesteigerung → große Steigerung der Beschleunigung


258

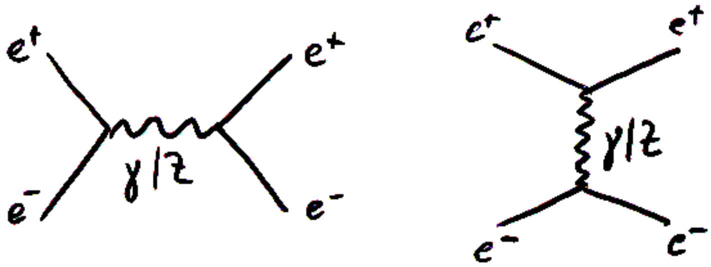




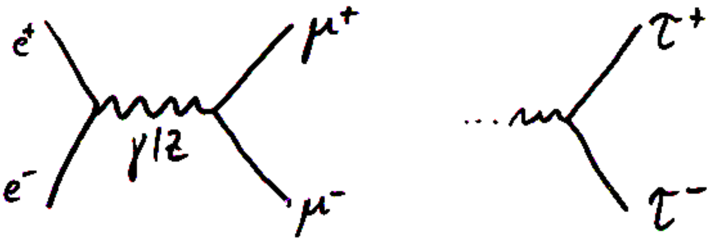
Integrated luminosity seen by experiments from 1993 to 1999



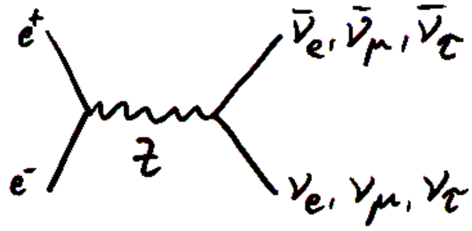
Detektoren an LEP — was ist zu messen?



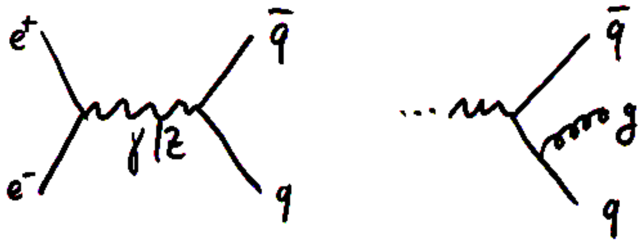
Bhabha-Streuung



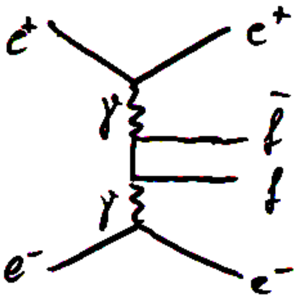
μ-, τ-Paarproduktion



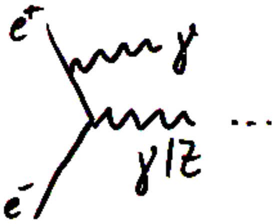
ν-Paarproduktion
(unmeßbar)



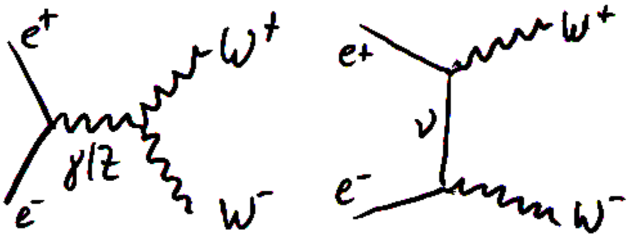
Quark-Antiquark-Paare
+ Gluonen
⟶ hadronische Reaktionen



2-Photonprozesse



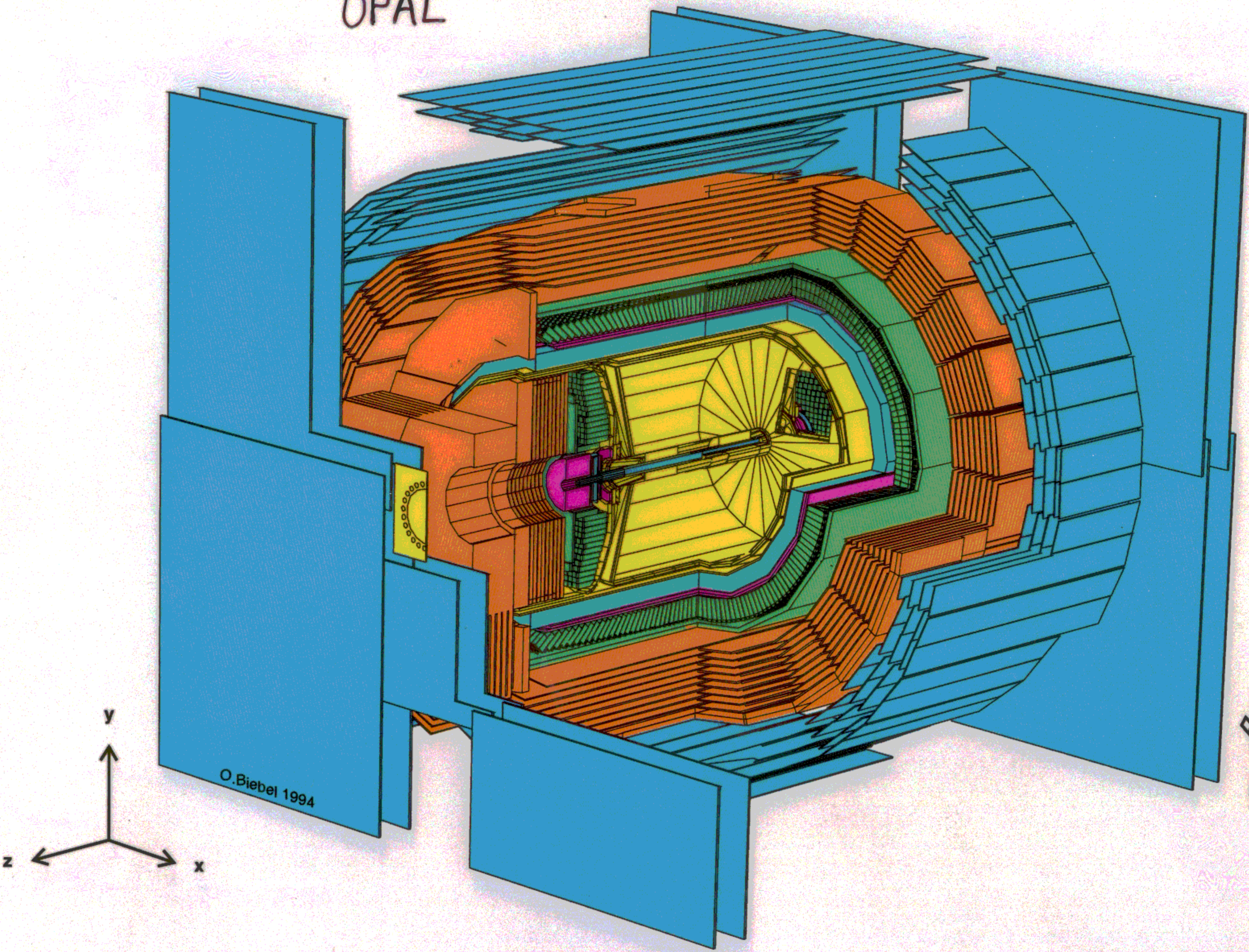
Photon-Bremsstrahlung (ISR)

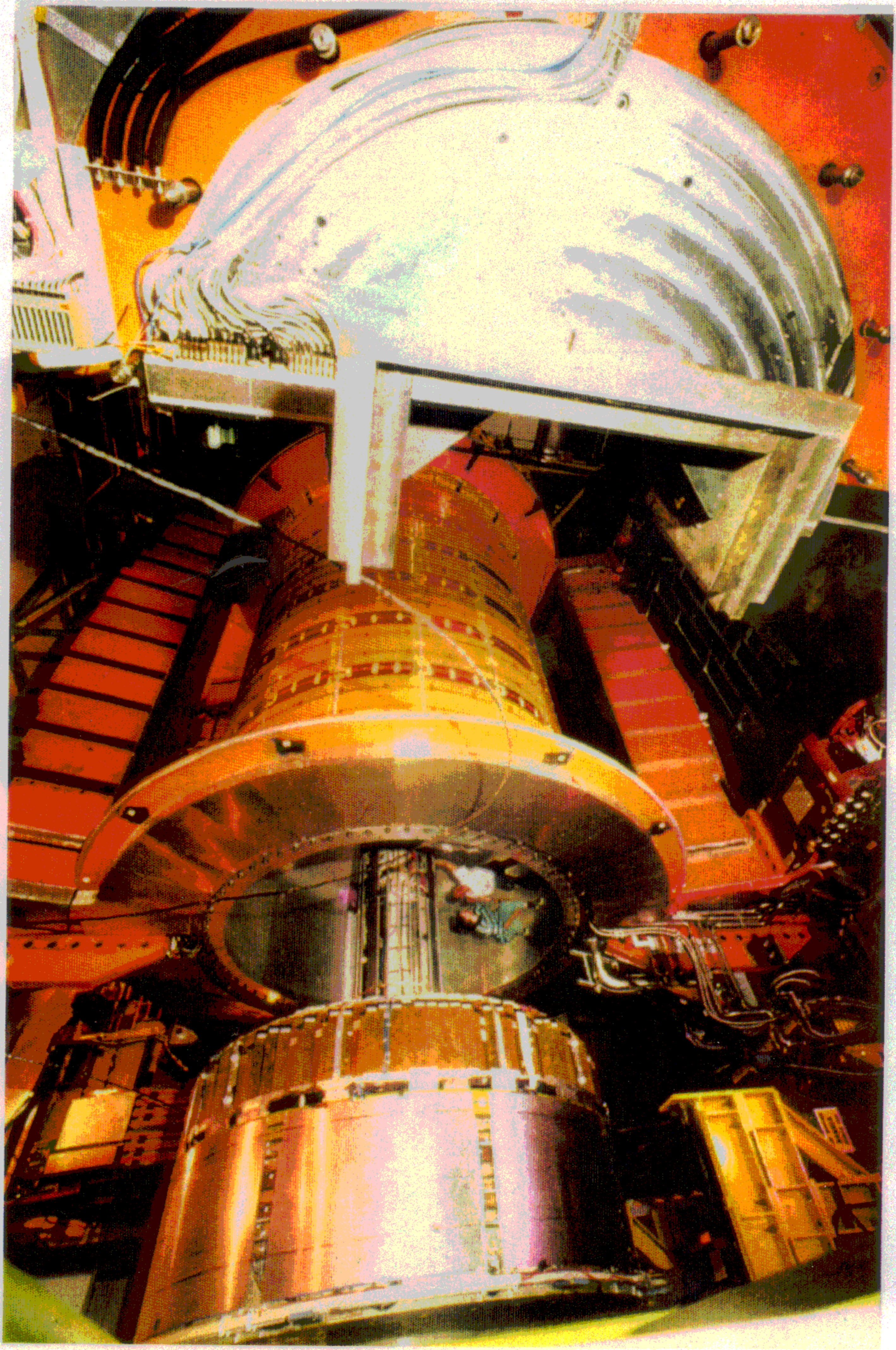


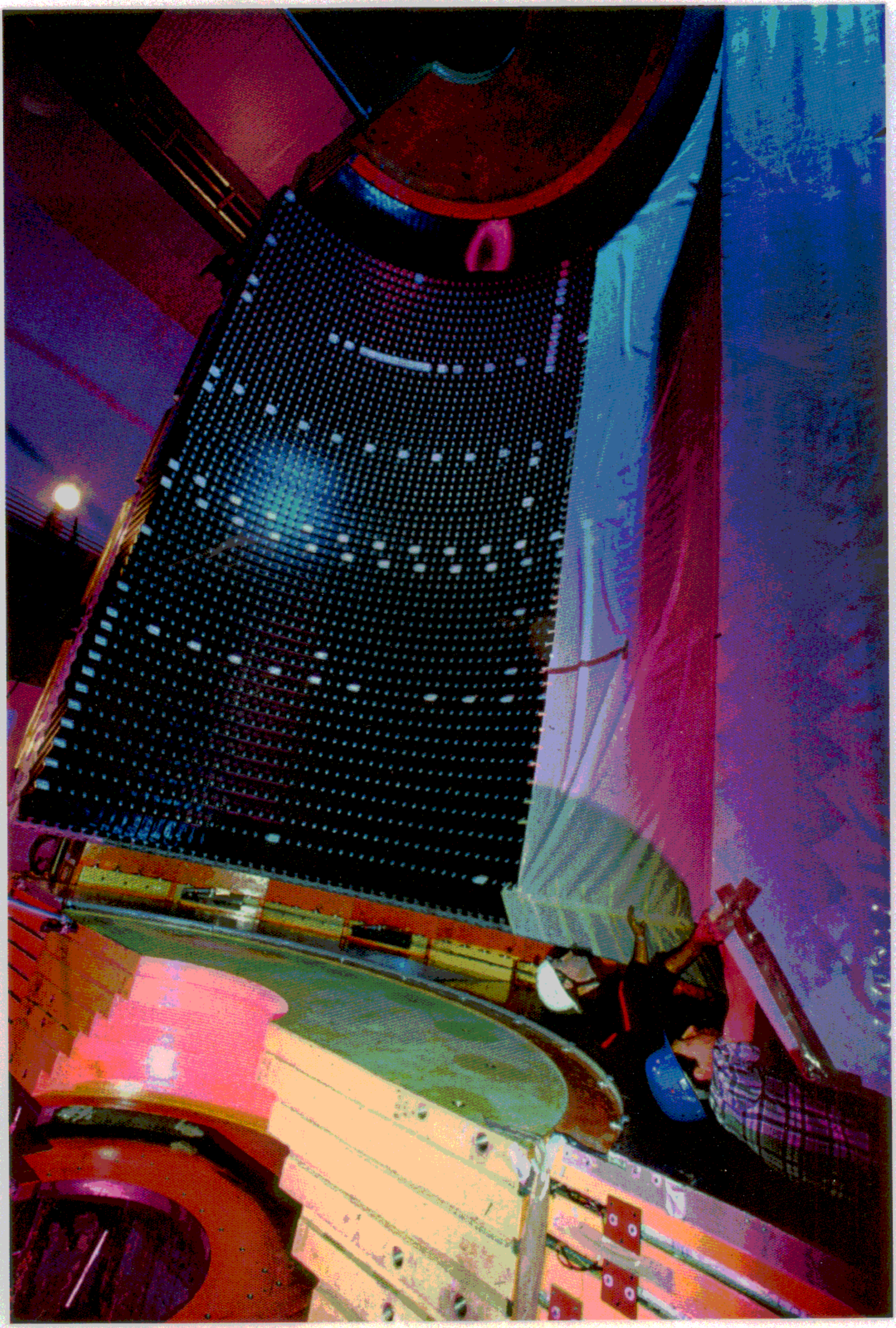
W-Paarproduktion
oberhalb der W-Schwelle

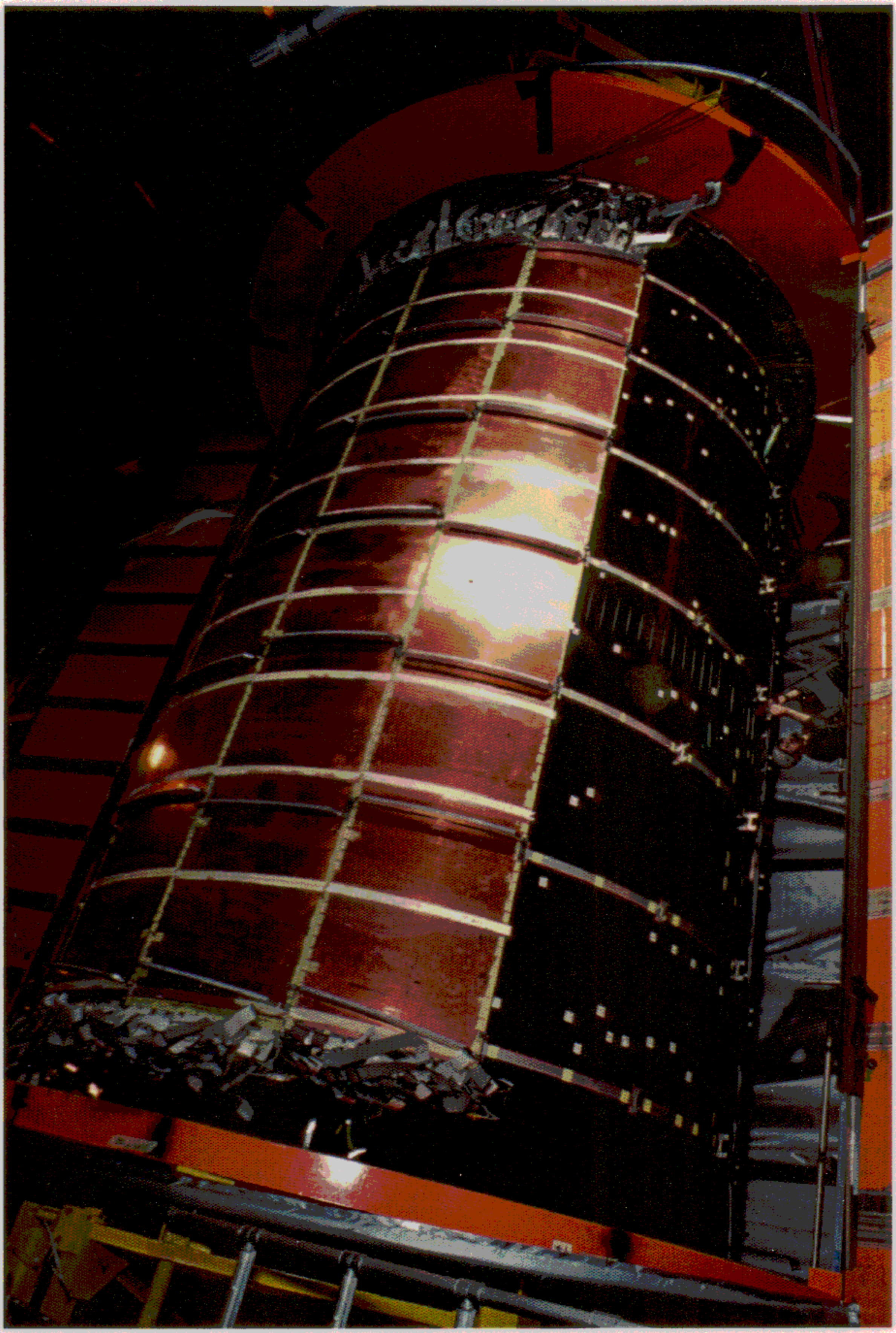
• • •

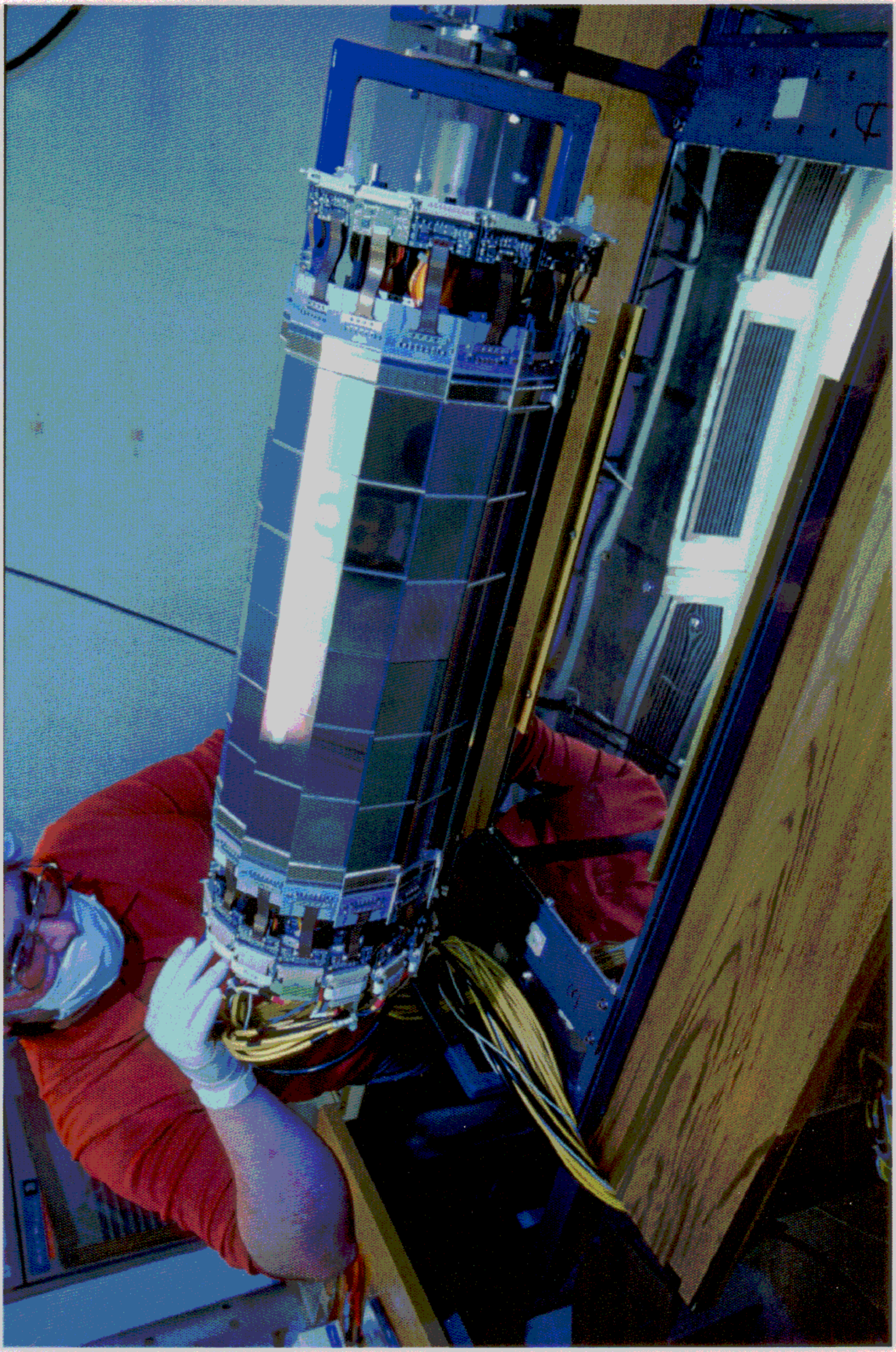
OPAL



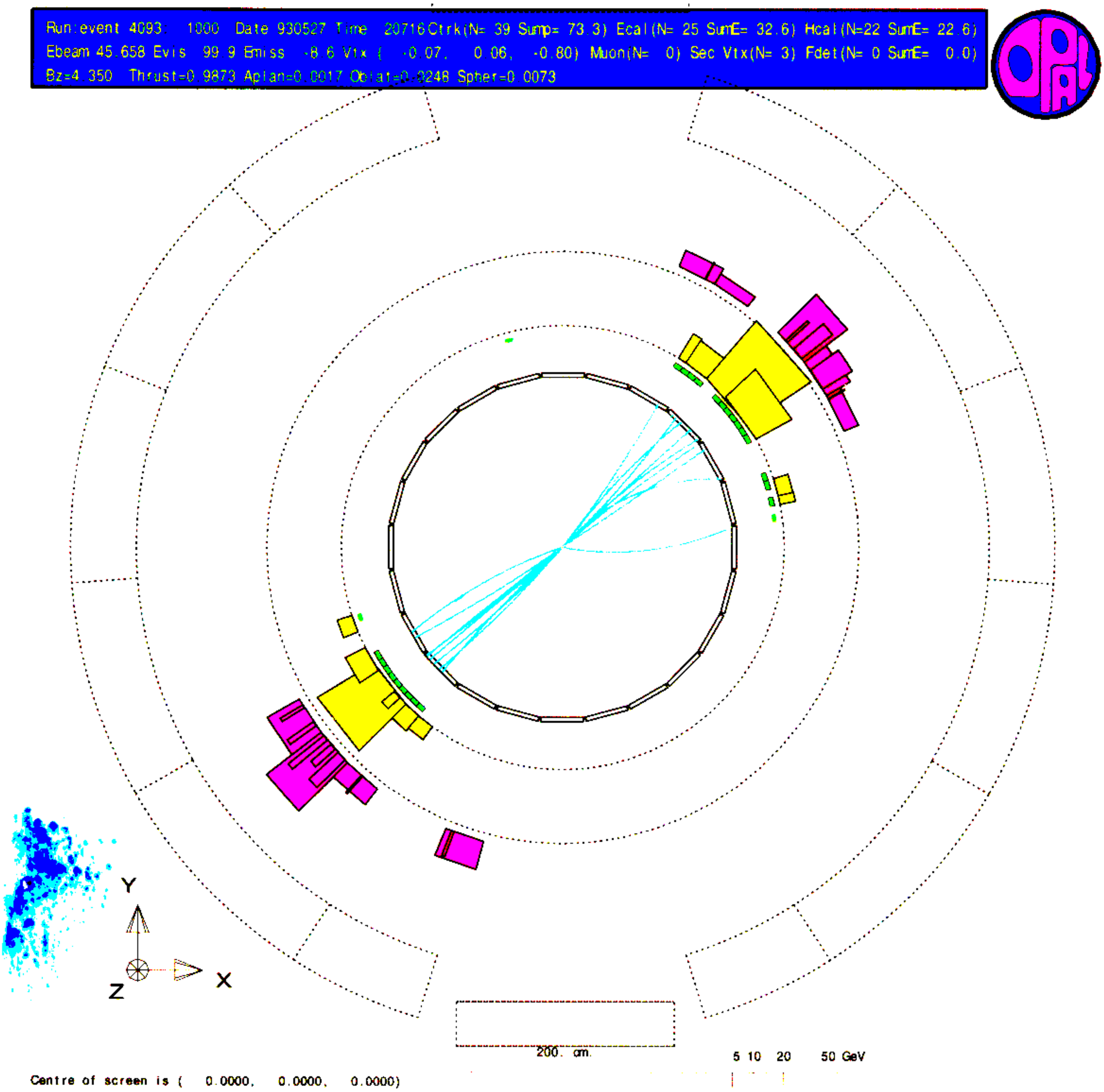




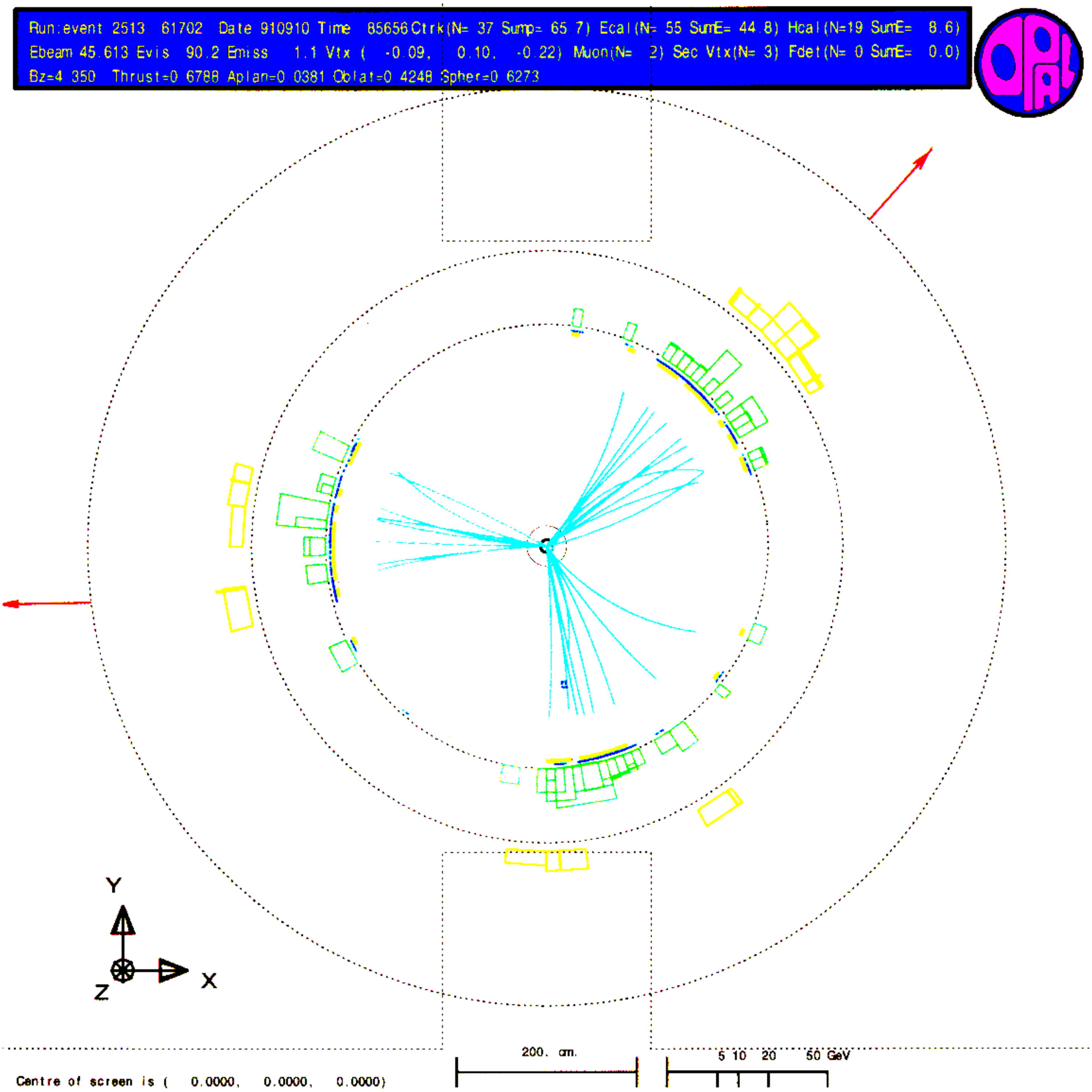




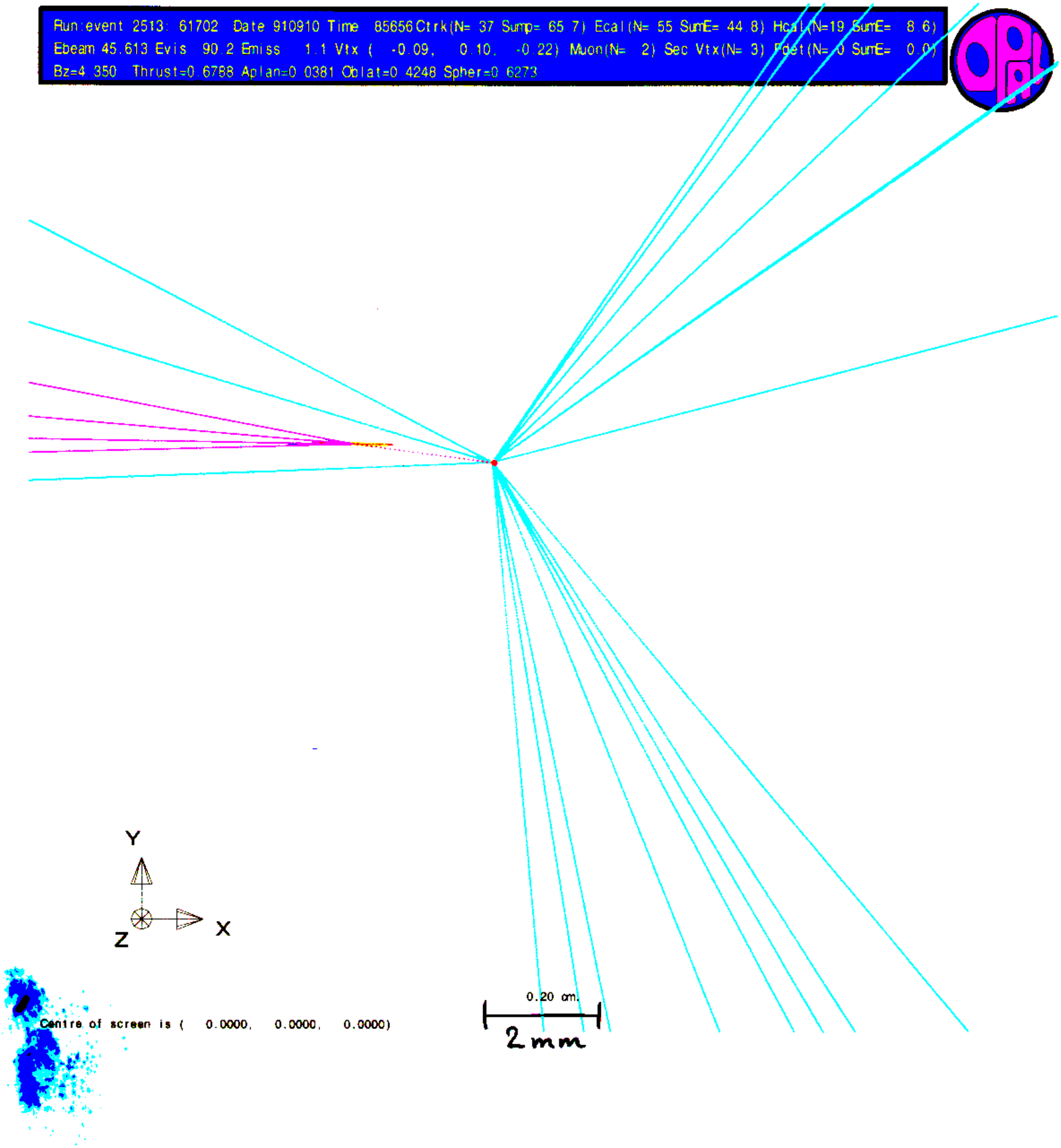
$Z \rightarrow q\bar{q} \longrightarrow 2$ Jets



$Z \to q\bar{q}g \to 3$ Jets



sekundärer Zerfallsvertex eines b-Hadrons



Vorteile der e^+e^--Physik (bei LEP)

- definierter Anfangszustand
  (Impuls, Energie, Quantenzahlen)
- keine "Vielfachwechselwirkung"
- i.a. vollständige Messung aller Reaktionsprodukte, insbesondere kein hadronischer Rest in Strahlröhre
- i.a. maximale verfügbare Energie in Ww. vorhanden
- überschaubare Teilchenanzahlen im Endzustand
- geringe Ereignisrate mit hoher Reinheit
  daher Triggerkriterien mit minimalen Vorurteilen
  ("minimum bias")

$\Rightarrow$ Wirkungsquerschnitt-Messung mit kleinen Korrekturen

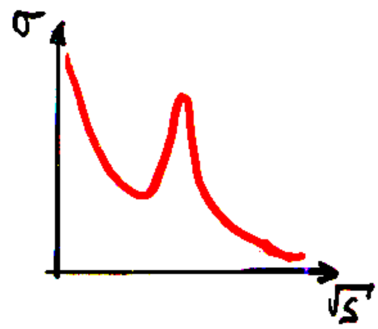
$$\underbrace{N}_{\text{Zahl der Reaktionen}} = \underbrace{\sigma}_{\text{Wirkungsquerschnitt}} \cdot \underbrace{\int \mathcal{L} dt}_{\text{integrierte Luminosität}}$$

integrierte Luminosität (aus Beschleuniger-Parametern oder Referenzprozeß mit wohlbekanntem WQ)

WQ-Verlauf in e^+e^--Reaktionen:

$$\sigma \propto \frac{1}{s} + Z\text{-Resonanz}$$

(s: Schwerpunktsenergie^2)



Standard-
Modell

Standard-Modell — Erinnerung

Elektroschwache Wechselwirkung wird beschrieben durch

Eichgruppe $U(1) \times SU(2)$

beinhaltet masselose Eichbosonen

B und W^1, W^2, W^3

mit Kopplungen g' und g_W

Erzeugung von Massen durch Higgsfeld $H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$, ein komplexwertiges Dublett mit Vakuumerwartungswert

$$H_{vac} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}\, G_F}} \simeq 246\,\text{GeV}$$

Meßbare Teilchen, Masse und ihre Kopplungen:

$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp i W^2)$; $m_W = g_W \cdot \frac{v}{2}$; $g_W = e/\sin\Theta_W$

$Z = W^3 \cos\Theta_W - B \sin\Theta_W$; $m_Z = m_W/\cos\Theta_W$; $g_Z = e/\sin\Theta_W \cdot \cos\Theta_W$

$\gamma = W^3 \sin\Theta_W + B \cos\Theta_W$; $m_\gamma = 0$; $g_e = e = \sqrt{4\pi \alpha_{em}}$

H^0 ; $m_{H^0} = ?$; $g_H = m_f = f_f \cdot v$

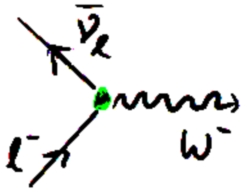
für Fermion f

Beachte: Parameter G_F, m_Z, α_{em} genügen, um Standard-Modell (ohne Higgs) zu beschreiben

Standard-Modell — Kopplungen

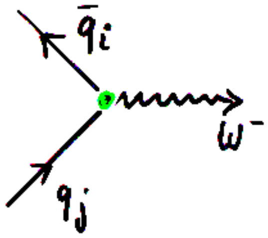
Kopplungen der Fermionen ans

- W-Boson



Vertexfaktor $\quad \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \underbrace{\gamma^\mu(1-\gamma_5)}_{V-A}$

Vektor – Axialvektor

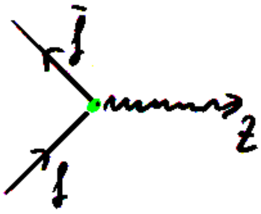


$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu(1-\gamma_5) \underbrace{V_{ij}}$$

CKM-Mischungsmatrix

- γ-Boson (Photon) $\quad i g_e \gamma^\mu$

- Z-Boson



$$\frac{-ig_Z}{2} \gamma^\mu(g_{Vf} - g_{Af}\gamma_5)$$

Fermion f	Ladung Q_f	vektorielle Kopplung $g_{Vf} = T_f^3 - 2Q_f \sin^2\theta_W$	axialvektorielle ~ $g_{Af} = T_f^3$
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{2} = +0.50$	$+1/2$
e^-, μ^-, τ^-	-1	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W \simeq -0.05$	$-1/2$
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W \simeq +0.20$	$+1/2$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W \simeq -0.35$	$-1/2$

mit $\sin^2\theta_W \simeq 0.223$

Standard-Modell — Eigenschaften des Z-Bosons

- partielle Zerfallsbreite (masselose Fermionen; ohne Korrekturterme)

$$\Gamma_f = \underbrace{\frac{G_F\, m_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}}_{\simeq 332\ \mathrm{MeV}} \left(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2\right) \cdot \underbrace{N_c}_{\text{Farbfaktor}} \quad \begin{cases} = 1 & \text{Leptonen} \\ = 3 & \text{Quarks} \end{cases}$$

$\Rightarrow$ Verzweigungsverhältnisse:

$Z \to \nu\bar{\nu} : \ell^+\ell^- : q\bar{q} \quad \simeq \quad 20\% : 10\% : 70\%$

dabei ist $Z \to q\bar{q}$

$Z \to d\bar{d} : u\bar{u} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} \quad \simeq \quad 22\% : 17\% : 22\% : 17\% : 22\%$

und Leptonuniversalität in $Z \to \nu\bar{\nu}, \ell^+\ell^-$:

$Z \to \nu_e\bar{\nu}_e : \nu_\mu\bar{\nu}_\mu : \nu_\tau\bar{\nu}_\tau \quad = \quad \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$

$Z \to e^+e^- : \mu^+\mu^- : \tau^+\tau^- \quad = \quad \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$

Masse von $m_\tau = 1.77$ GeV ergibt Korrekturen

- totale Breite*

$\Gamma_Z = (2494.4 \pm 2.4)$ MeV $\qquad \hat{=} \pm 1‰$

SM: 2496 MeV

- Masse*

$m_Z = (91187.1 \pm 2.1)$ MeV $\qquad \hat{=} \pm 23$ ppm

* = aus Präzisionsmessungen mit LEP I

Standard-Modell — Parameter

Freie Parameter des Standard-Modells:

- α_{em}, m_W, m_Z $\quad (\cos\Theta_W = m_W/m_Z)$

  QED-Kopplungskonst. : $1/\alpha_{em}(0) = 137.0359895$ $\quad \pm 0.045\,ppm$

  Z-Bosonmasse : $m_Z = 91.1867\ GeV$ $\quad \pm 23\,ppm$

  W-Bosonmasse : $m_W = 80.394\ GeV$ $\quad \pm 520\,ppm$

  Präzisionsmessungen benutzen anstelle von m_W die

  Fermikonstante : $G_F = 1.16639\ 1/GeV^2$ $\quad \pm 9\,ppm$

  $\rightsquigarrow$ Abhängigkeit von m_{top} und m_H

- Higgs-Bosonmasse $m_H = 97 \ldots 250\ GeV$
- Alle Fermionmassen m_f
- Starke Kopplungskonst. $\alpha_s(m_Z) = 0.119$ $\quad \pm 34000\,ppm$
- Mischungswinkel der Quarks (und Neutrinos)

... können (noch) nicht berechnet werden

$\Rightarrow$ Bestimmung durch experimentelle Messung!

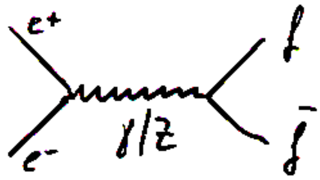
Insbesondere mit LEP II:

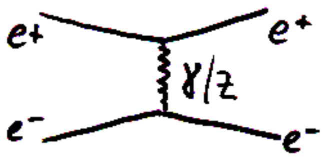
- Vermessung der Eigenschaften des W-Bosons
- Test der inneren Konsistenz des Standard-Modells
- Entdeckung und Vermessung des Higgs-Bosons
- Suche nach neuen Teilchen
- Verbesserung der Präzision der starken Kopplungskonst.

Vom Z-Pol zu höheren Energien

Reaktionen, die auch nach Energieerhöhung bleiben:

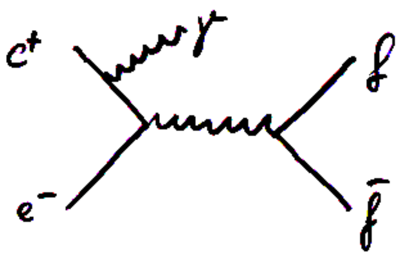
u.a.: 2-Fermion-Endzustände

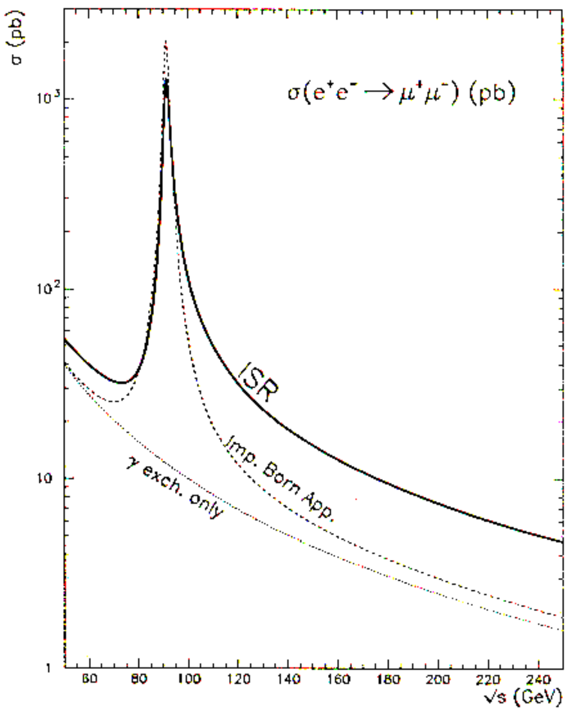
s-Kanal 

t-Kanal 

(Bhabha-Streuung = Referenzprozeß zur Bestimmung der integrierten Luminosität)

Anders als am Z-Pol wird Bremsstrahlung "vor" der Annihilation (ISR) wichtig:





mit } ISR
ohne }

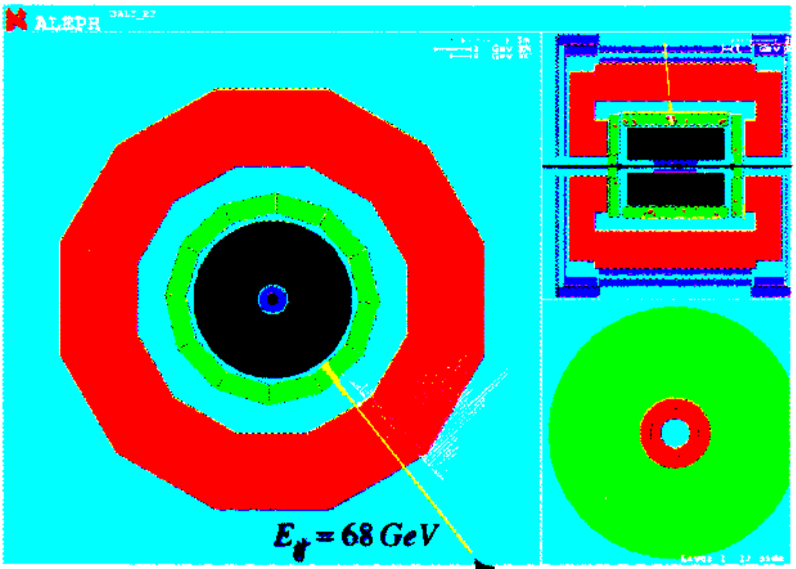
Grund: radiative Rückkehr auf den Z-Pol durch Bremsstrahlung

⇒ reduzierte effektive Schwerpunktenergie (≙ Rückstoßmasse zum Photon)

$$s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s} \quad \simeq m_Z^2$$

↑ bei radiativer Z-Rückkehr

Endzustände mit nur einem Photon

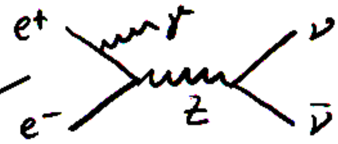


Photon signal

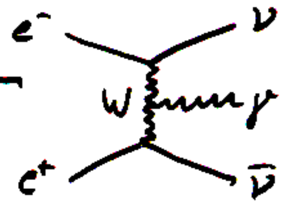
Einzelnes hochenerget. Photon

keine weiteren Energie=depositionen im Detektor

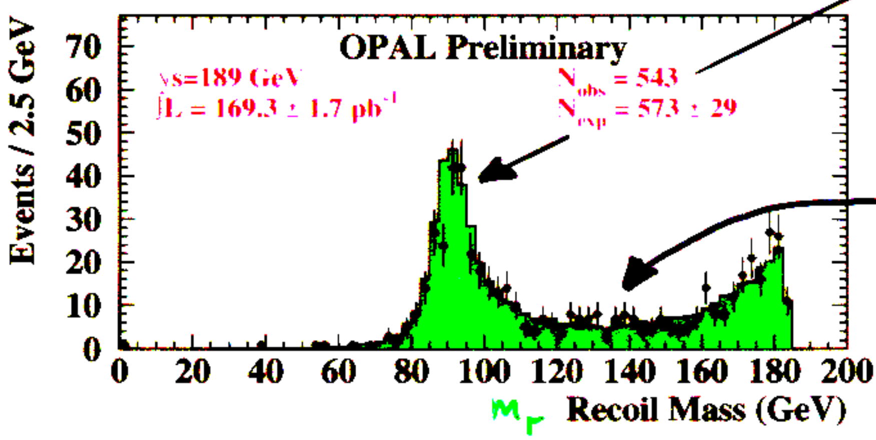
SM-Interpretation



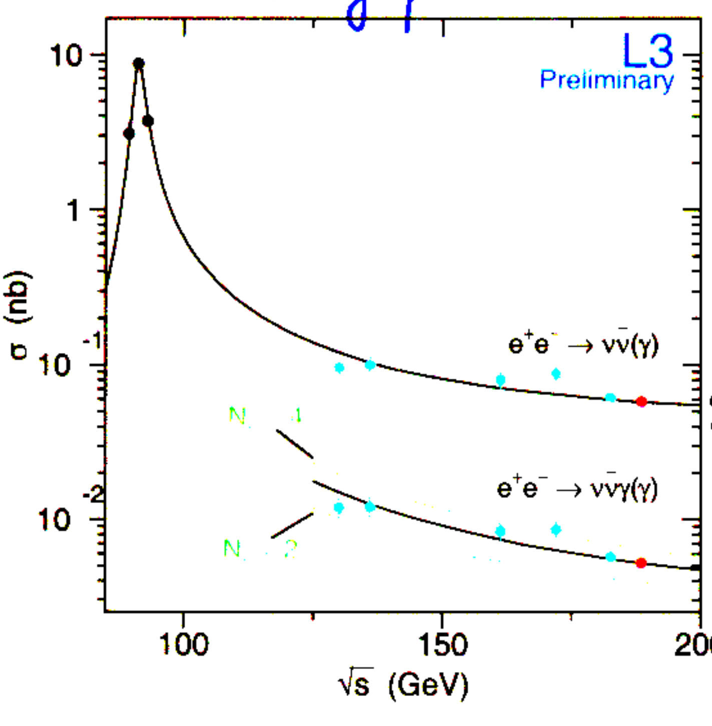
oder



$m_r^2 = s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s}$



Wirkungsquerschnitt:



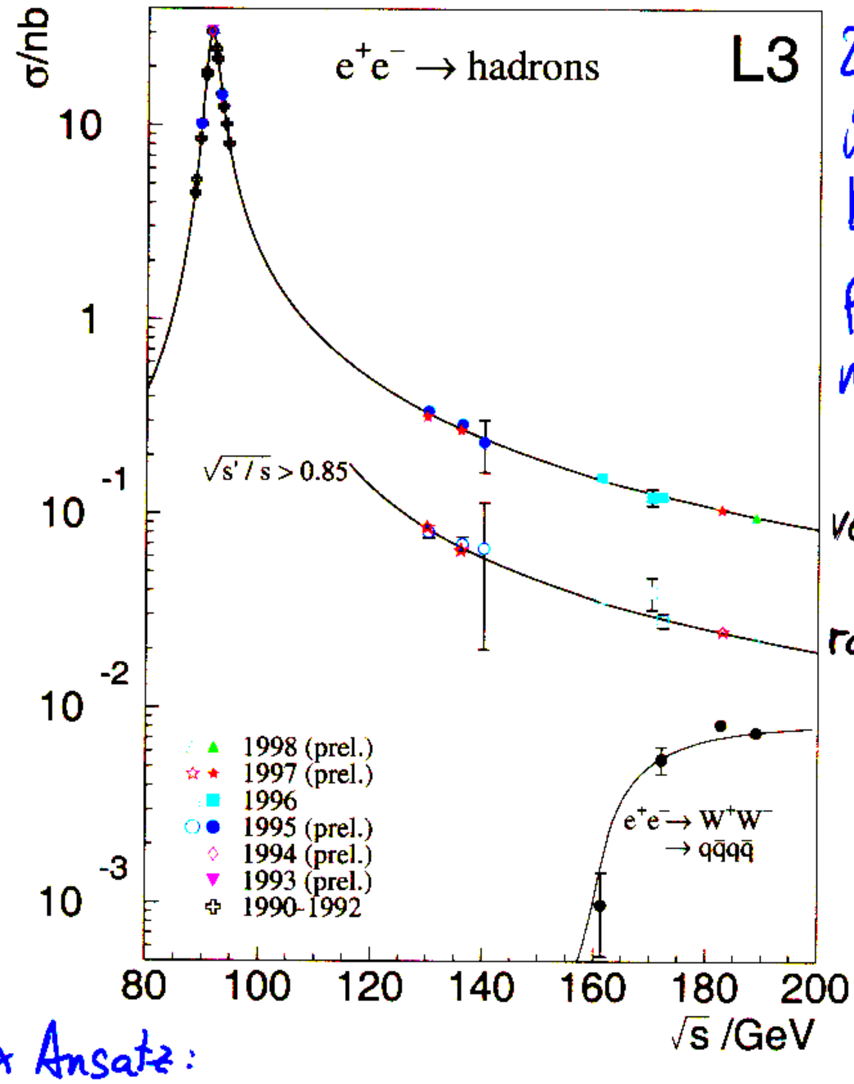
gesamt

mit 1 beob. Photon

Zahl der Neutrino-Arten

$\Rightarrow$ LEP-II: $N_\nu = 2.99 \pm 0.10$

Energieabhängigkeit des 2 Fermion – Wirkungsquerschnitts

- 

2-Fermion-Produktion über weiten Energiebereich vermessen: perfekte Übereinstimmung mit Standard-Modell

voller radiativer Beitrag

radiativer Beitrag unterdrückt

S-Matrix Ansatz:

$$\sigma(e^+e^- \to f\bar{f}(\gamma)) = \frac{3\pi\alpha^2}{4}\left[\frac{g_f}{s} + \frac{j_f\,(s-\bar{m}_Z^2) + r_f\, s}{(s-\bar{m}_Z^2)^2 + \bar{\Gamma}_Z^2\,\bar{m}_Z^2}\right] \otimes \text{Photonabstrahlung}$$

$$g_f \propto Q_e^2 Q_f^2\,; \qquad j_f \propto g_{Ve}\, g_{Vf}\,; \qquad r_f \propto (g_{Ve}^2 + g_{Ae}^2)\cdot(g_{Vf}^2 + g_{Af}^2)$$

$$m_Z^2 = \bar{m}_Z^2 + \bar{\Gamma}_Z^2\,; \qquad \bar{\Gamma}_Z = \Gamma_Z \cdot \frac{\bar{m}_Z}{m_Z}$$

$\left(m_Z \simeq \bar{m}_Z + 34.1\,\text{MeV}\right.$
$\left.\Gamma_Z \simeq \bar{\Gamma}_Z + 0.9\,\text{MeV}\right)$

- Neue Aufgabe für LEP-Experimente:

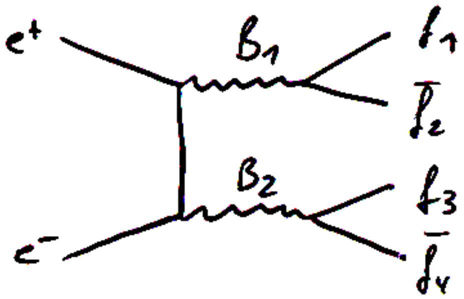
LEP I: "Z-Fabrik" ⟶ LEP II: "WW-Fabrik"

$\downarrow$ σ_Z, m_Z, Γ_Z — $\downarrow$ $\sigma_{WW}, m_W, \Gamma_W$

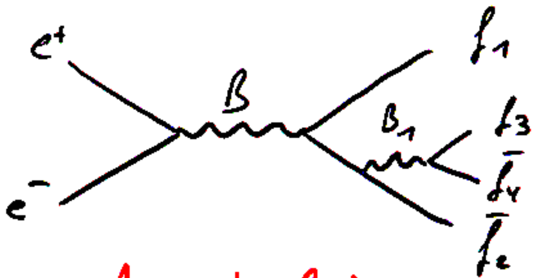
W-Boson

4-Fermion-Physik an LEP II

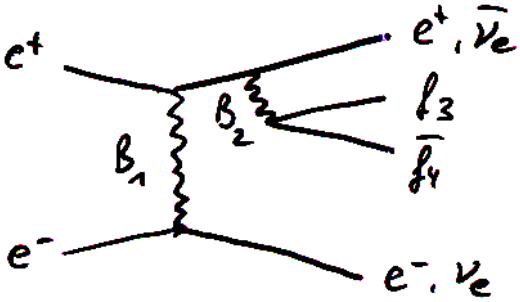
Für Energien oberhalb des Z-Pols haben 4-Fermion-Endzustände bedeutende Produktions-WQ:



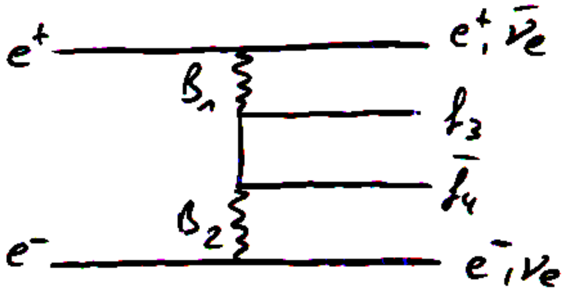
Konversion



Annihilation

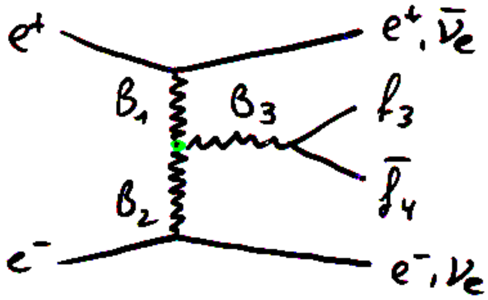


Bremsstrahlung

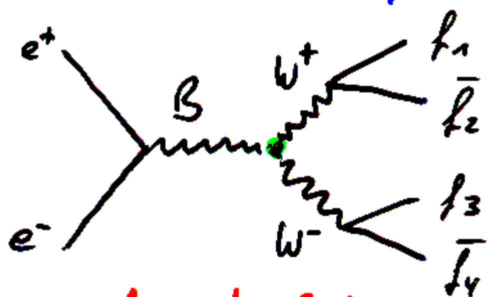


Multiperipher (beinhaltet $\gamma\gamma$-Prozesse)

und zusätzlich Klassen mit 3-Eichboson-Kopplungen (nicht-abelsch)



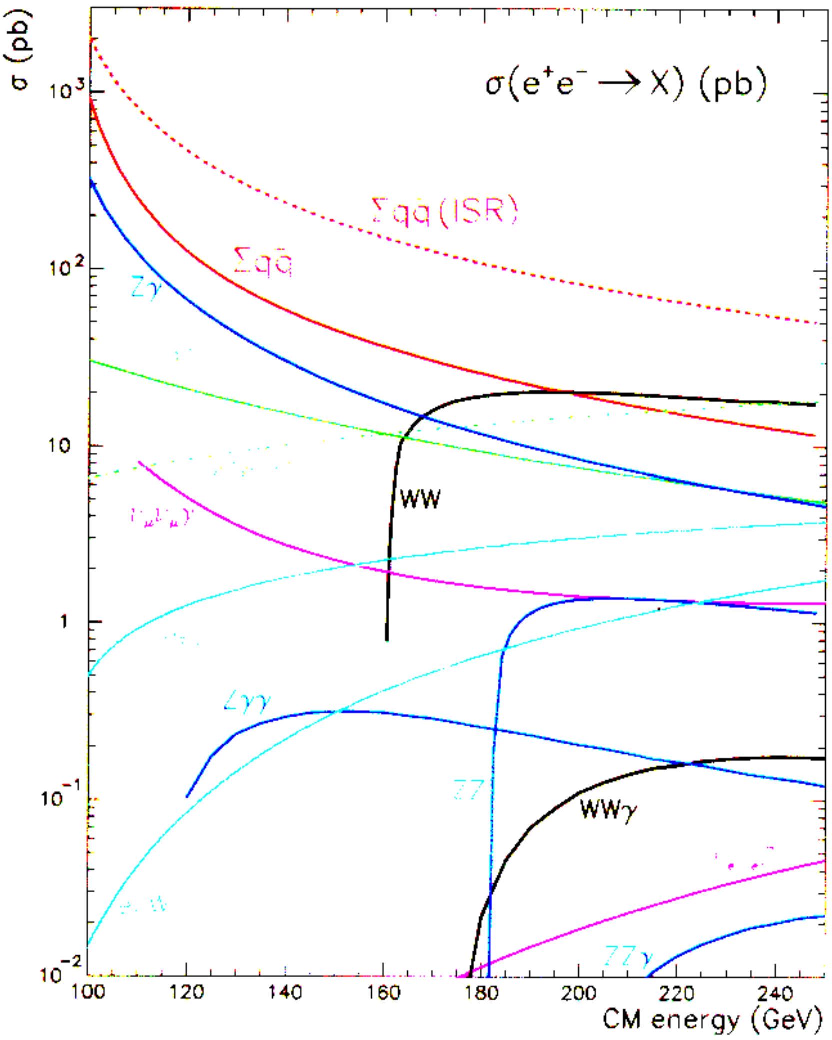
Fusion



Annihilation

$B = \gamma, Z$; $B_1, B_2, B_3 = \gamma, Z, W^\pm$; + Higgs-Graphen

Wirkungsquerschnitte einiger typischer SM-Prozesse



Nur dominierender t-Kanal-Beitrag für

$$e^+e^- \to e^+e^- Z,\ e\nu_e W,\ \nu_e\bar{\nu}_e Z$$

gezeigt.

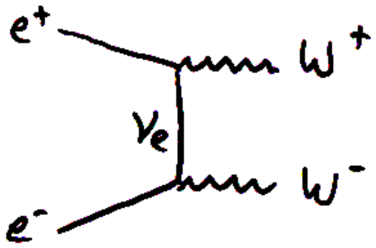
$WW\gamma$ enthält Beitrag von 4-fach Eichbosonkopplung

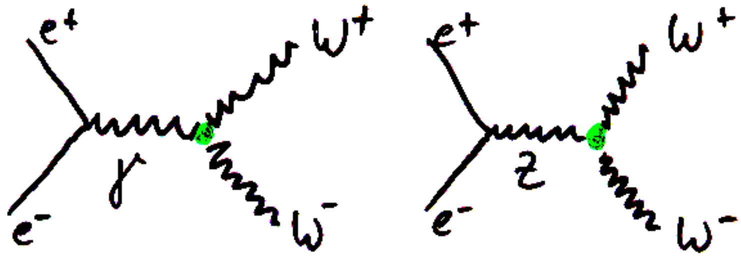
(quartische Kopplg.)

$Z\gamma\gamma$, $ZZ\gamma$ im SM nur via Konversion + ISR-Bremsstrahlung erlaubt

W-Paarproduktion an LEP II

Bei Schwerpunktsenergien oberhalb $\sqrt{s} \gtrsim 2 \cdot m_W$ tritt bei e^+e^--Vernichtung W-Paarproduktion auf





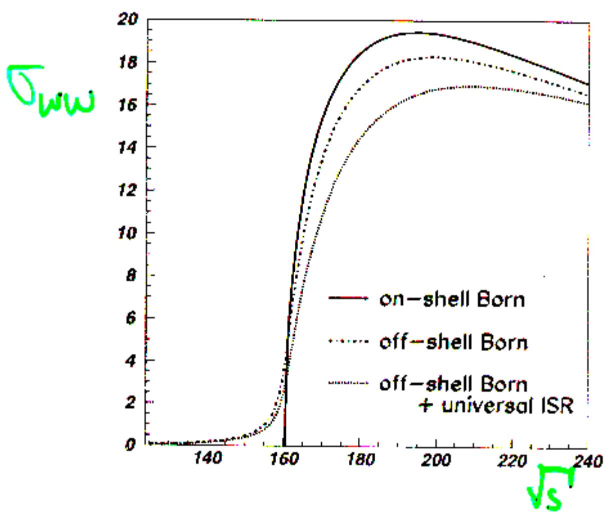
Konversion (t-Kanal)   Annihilation (s-Kanal)

(sog. CC3 Graphen: "Charged Current", 3 Graphen)

Nahe der Schwelle wird Produktions-WQ durch t-Kanal ($\sim\beta$) gegenüber s-Kanal ($\sim\beta^3$) dominiert. In niedrigster Ordnung (Born-Term) für on-shell W-Bosonen:

$$\sigma_{WW}^{Born} \propto \frac{\pi \alpha^2}{s} \frac{1}{\left(1 - m_W^2/m_Z^2\right)} \cdot \beta$$

mit $\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$



Endliche W-Breite Γ_W ($\rightarrow$ off-shell W-Produktion) und ISR schmieren scharfe Produktionsschwelle aus

Eigenschaften des W-Bosons

- Partielle Zerfallsbreiten (masselose Fermionen; ohne Korrekturterme)

$$\Gamma_{f_i \bar{f}_j} = \underbrace{\frac{G_F\, m_W^3}{6\pi\sqrt{2}}}_{\approx 227\,\text{MeV}} \cdot \underbrace{|V_{ij}|^2}_{\text{CKM-Matrix für Quarks}} \cdot \underbrace{N_c}_{\text{Farbfaktor}}$$

Farbfaktor $\begin{cases} =1 & \text{Leptonen} \\ =3 & \text{Quarks} \end{cases}$

$\Rightarrow$ Verzweigungsverhältnisse:

$W \to \ell\bar{\nu} : q\bar{q}' \simeq 32\% : 68\%$

(oder durch Abzählen: $\underbrace{e^-\bar{\nu}_e, \mu^-\bar{\nu}_\mu, \tau^-\bar{\nu}_\tau}_{3}, \underbrace{3\cdot d\bar{u}, 3\cdot s\bar{c}}_{6}$ übrige durch CKM unterdrückt

dabei ist $W \to q\bar{q}'$ $\left(\sum_{i,j=u,d,s,c,b} |V_{ij}|^2 = 2 \right)$

$W^+ \to u\bar{d} : c\bar{s} : u\bar{s} : c\bar{d} : c\bar{b} : u\bar{b} \simeq 47.5\% : 47.5\% : 2.4\% : 2.4\% : 0.3\% : 10^{-5}$

und Leptonuniversalität in $W \to \ell\nu$

$W^+ \to e^+\nu_e, \mu^+\nu_\mu, \tau^+\nu_\tau = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$

Masse $m_\tau = 1.77$ GeV ergibt Korrekturen

- totale Breite $\Gamma_W \simeq 2093$ MeV im SM

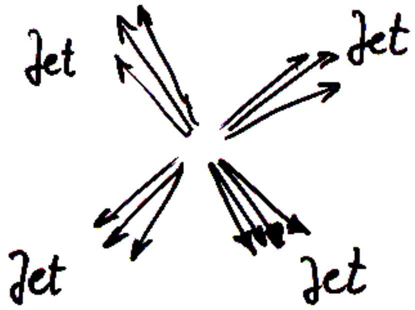
- Masse $m_W \simeq 80.4$ GeV

$\Rightarrow$ für W-Paare:

$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q} : q\bar{q}\ell\nu : \ell\nu\ell\nu \simeq 45\% : 44\% : 11\%$

W-Physik: Topologien bei W-Paarerzeugung

- $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$



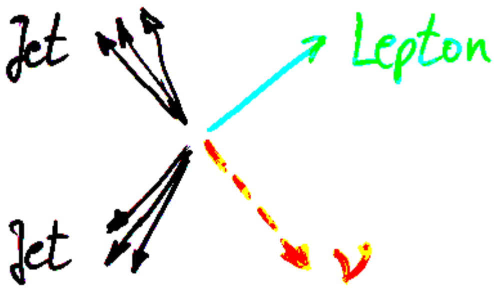
etwa 45% aller WW-Endzustände

4 Jets

Gesamtimpuls gut balanciert

Energiesumme $\sum E \approx \sqrt{s}$

- $WW \to q\bar{q}\ell\nu$



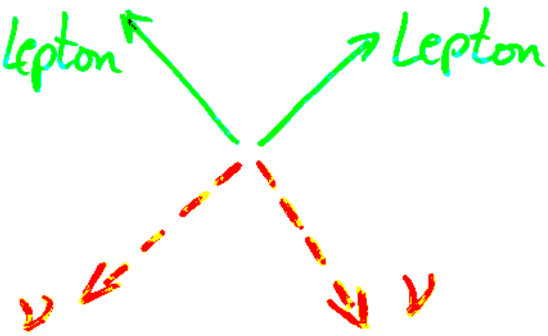
etwa 44% aller WW-Endzustände

2 Jets

1 energiereiches Lepton (wohl separiert von Jets)

fehlender Transversalimpuls & Energie

- $WW \to \ell\nu\ell\nu$

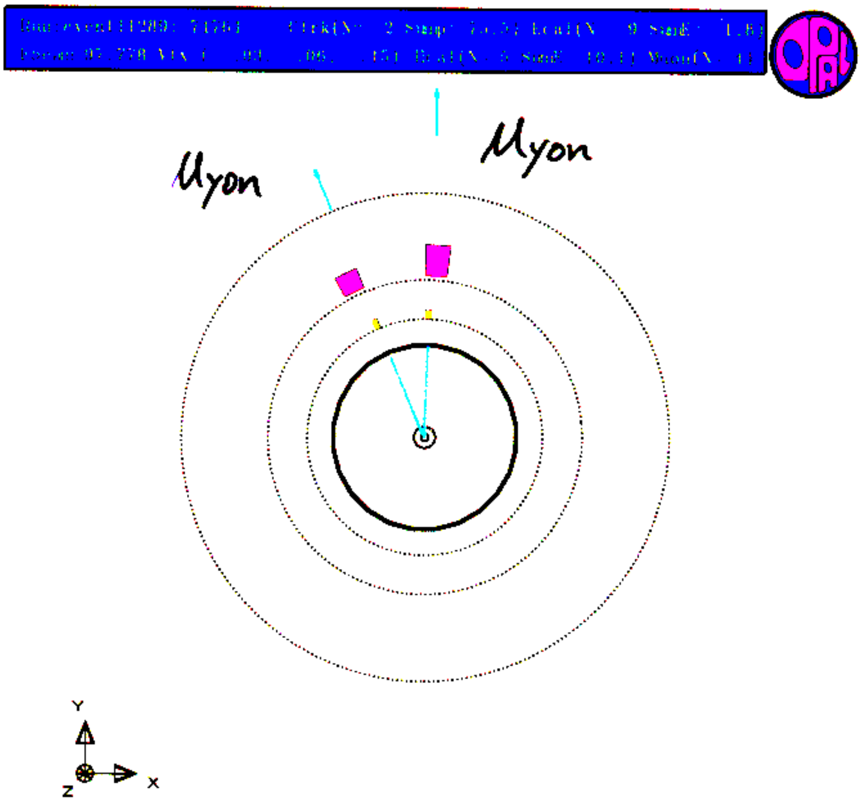


etwa 11% aller WW-Endzustände

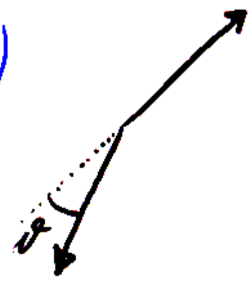
2 energiereiche Leptonen (i.a. akoplanar)

fehlender Transversalimpuls & Energie

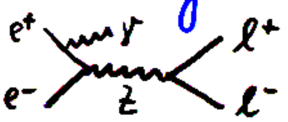
$WW \to \ell\nu\ell\nu$ — Selektion



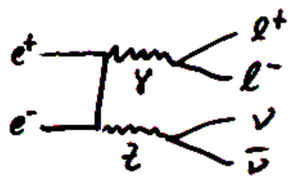
- Sechs Ereignisklassen: $ee,\ \mu\mu,\ \tau\tau,\ e\mu,\ e\tau,\ \mu\tau$
- Gemeinsame Eigenschaften:
  - Akoplanarität der Leptonen (ϑ)
  - hoher Lepton-Impuls
  - hohe sichtbare Masse
  - Identifizierung von e und μ



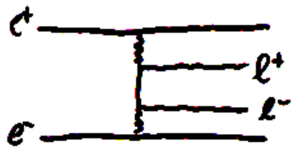
- Untergrund stammt dominant von



radiativen Leptonpaaren



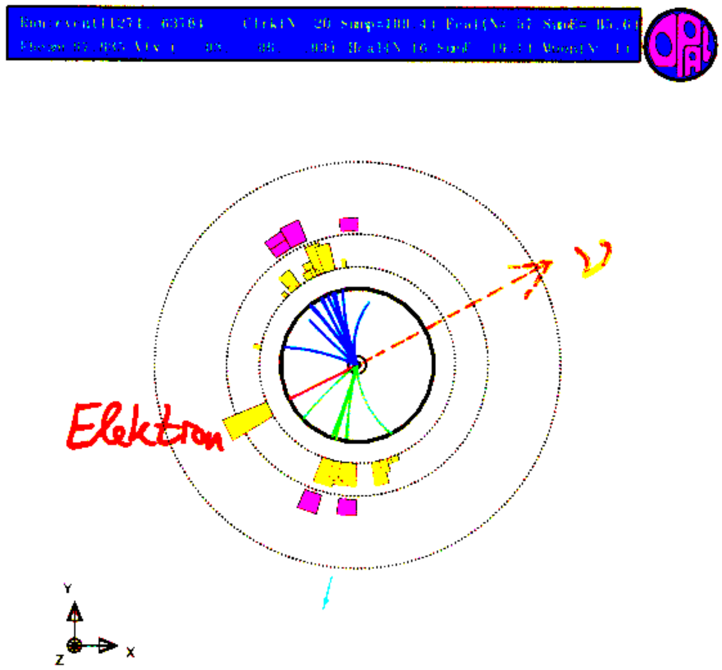
neutrale Ströme



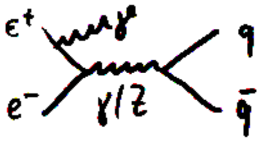
2-Photonphysik

- Selektion: Lepton-Impuls (und Identifikation), Akoplanarität

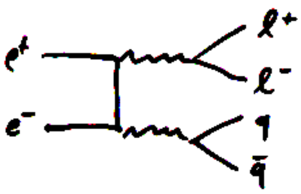
$WW \to q\bar{q}\ell\nu$ – Selektion



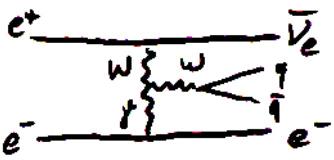
- Zwei Ereignisklassen: $q\bar{q}e\nu$, $q\bar{q}\mu\nu$
- Gemeinsame Eigenschaften
  - zwei Jets
  - separiertes Lepton (e, μ)
  - fehlender Transversalimpuls
- Dominanter Untergrund



radiative Quarkpaare



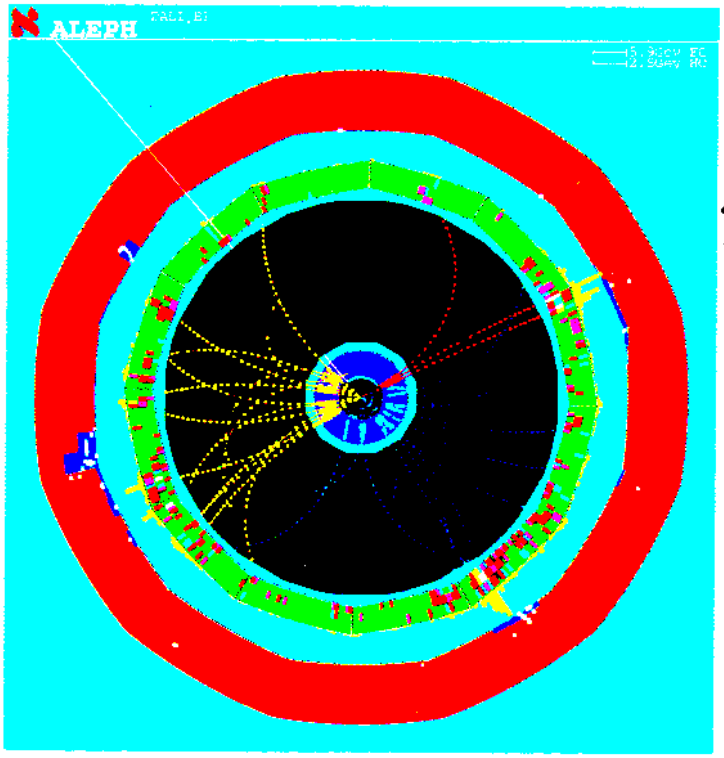
neutrale Ströme



einzelne W's

- Selektion: Lepton-Identifikation und -Impuls, fehlender Impuls nicht in Strahlrichtung

$WW \to q\bar{q}\tau\nu$ – Selektion



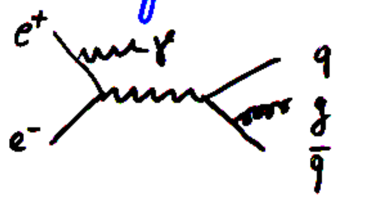
$\tau \to 3\pi\nu_\tau$

- Charakteristik

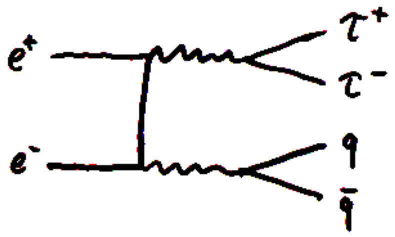
  3 Jets (einschließlich τ-Jet)

  fehlende Masse ($\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$), fehlender Transversalimpuls

- Untergrund stammt von



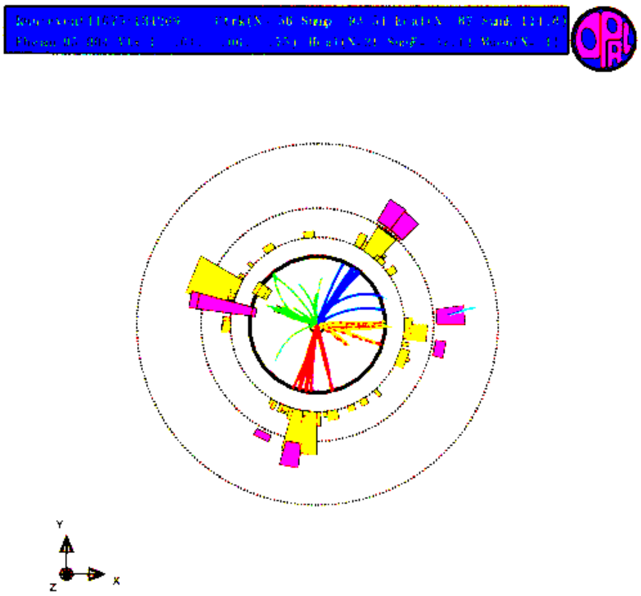
radiative Quarkpaare



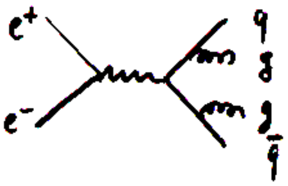
neutrale Ströme

- Selektion nutzt
  - Wahrscheinlichkeits-Selektion (Likelihood-Funktionen)
  - Neuronale Netze

$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ - Selektion



- Charakteristik:
  - 4 Jets
  - keine fehlende Energie u. Impuls
- Dominierender Untergrund



QCD Jets

- Selektion stütz sich häufig auf
  - Wahrscheinlichkeits-Selektion (Likelihood-Fkt. (LH))
  - Neuronale Netzwerke (NN)

WW-Selektion: Effizienz und Reinheit

typische Effizienzen ε und Reinheiten π

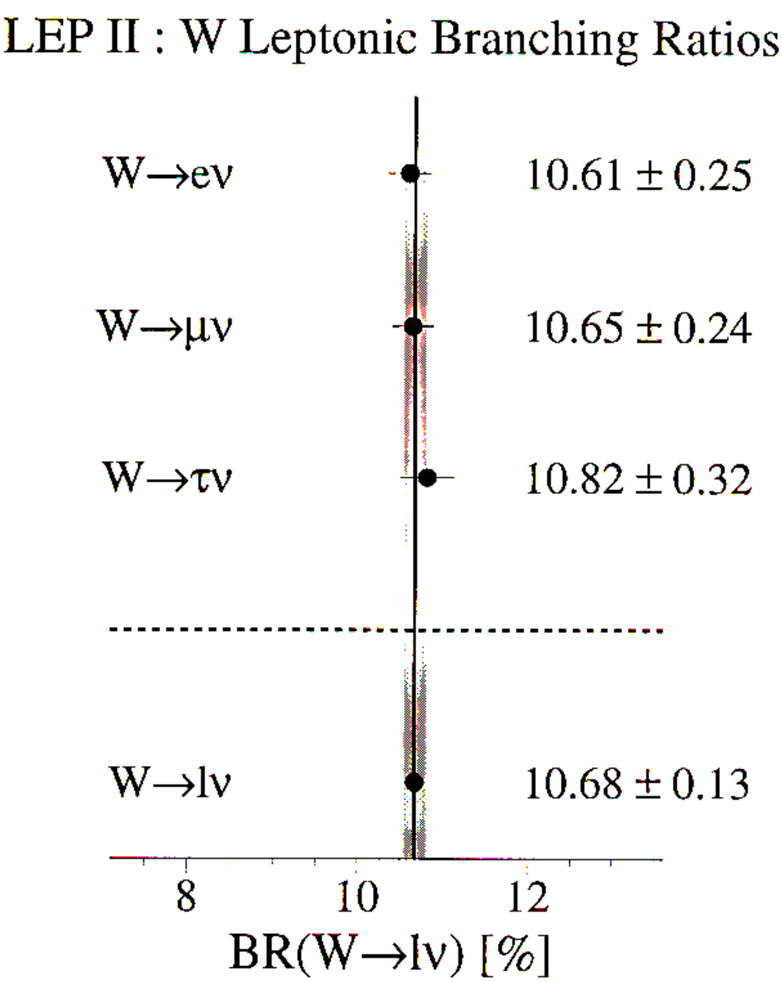
	ε	π	BR
$\ell\nu\ell\nu$	30 – 70% (30: falls τ-Lepton involviert)	80%	11%
$q\bar{q}\ell\nu$	50 – 80% (50: τ-Lepton)	80 – 90%	44%
$q\bar{q}q\bar{q}$	80%	80%	45%

werden bei WQ- und Verzweigungsverhältnis-Messung benötigt:

z.B.
$$\sigma_{WW} = \frac{N_{Kand}^{WW\to q\bar{q}q\bar{q}} \cdot \pi}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\int \mathcal{L} dt} \cdot \frac{1}{B(WW \to q\bar{q}q\bar{q})}$$

$$B(W \to \ell\nu) = \frac{1}{N^W} \cdot \frac{N_{Kand}^{W\to\ell\nu} \cdot \pi}{\varepsilon}$$

$W \to \ell\nu$ Verzweigungsverhältnisse



$\Rightarrow$ Universalität der W-Lepton-Kopplung experimentell bestätigt

⌈Im Prinzip Leptonuniversalität schon zuvor im τ-Lepton-Zerfall mit sehr hoher Präzision [2‰] für geladenen Strom getestet.

$W \to q\bar{q}'$ Verzweigungsverhältnis

LEP II: $B(W \to q\bar{q}') = (67.96 \pm 0.41)\,\%$

SM $\quad 67.51\,\%$

hängt von CKM-Matrixelementen ab!

Von beteiligten CKM-Matrixelementen

$V_{ud}, V_{cs}, V_{us}, V_{cd}, \underbrace{V_{cb}, V_{ub}}$ Beitrag ≈ vernachlässigbar gering

ist V_{cs} am wenigsten bekannt, daher

- indirekte Bestimmung aus hadr. Verzweigungsverhältnis

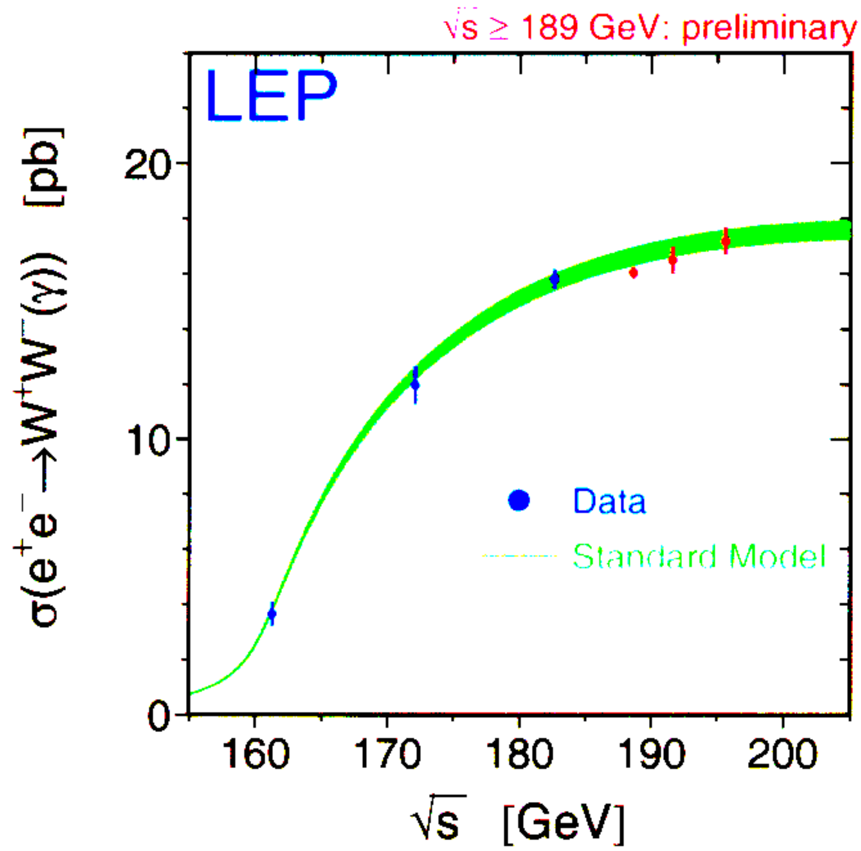
$$\frac{B(W \to q\bar{q}')}{3 \cdot B(W \to \ell\nu)} = \sum_{\substack{i = u,c \\ j = d,s,b}} |V_{ij}|^2 \cdot \underbrace{\left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right)}_{\text{QCD-Korrektur}}$$

$$\Rightarrow |V_{cs}| = 0.997 \pm 0.020$$

- direkte Messung durch Identifikation von c-Quarks in W-Zerfällen bei $\sqrt{s} = 189\,\text{GeV}$

	$\Gamma(W \to cX)/\Gamma(W \to \text{had})$	$\lvert V_{cs}\rvert$
ALEPH+OPAL:	0.49 ± 0.05	0.96 ± 0.11

W-Paarproduktions-Wirkungsquerschnitt



- Standard-Modell im Einklang mit Messung
  etwa 2% Unsicherheit auf SM-WQ durch nur partiell bekannte Strahlungskorrekturen bei off-shell W-Produktion
- WQ ist abhängig von der W-Masse ($\sigma \sim \sqrt{1-\frac{4m_W^2}{s}}$ @Schwelle)
  Größte Sensitivität auf m_W an Schwelle der Paarproduktion
  Optimale Sensitivität bei $\sqrt{s} \approx 2 \cdot m_W + 0.5\,\text{GeV} \approx 161\,\text{GeV}$
  (Kompromiß zwischen statistischer Unsicherheit $\sqrt{s}\searrow$ und systematischen Fehlern $\nearrow\sqrt{s}$)

$\Rightarrow$ aus σ_{WW}(Schwelle):

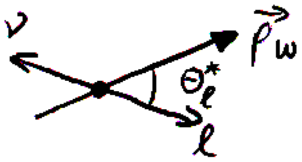
$$m_W = 80.40 \pm 0.22\,\text{GeV}$$

W-Bosonmasse aus Leptonspektrum

Endpunkte des Lepton-Impulsspektrums von m_W abhängig

$$E_\ell = \frac{\sqrt{s}}{4} + \cos\theta_\ell^* \underbrace{\sqrt{\frac{s}{16} - \frac{m_W^2}{4}}}_{= \frac{\sqrt{s}}{4}\cdot\beta}$$

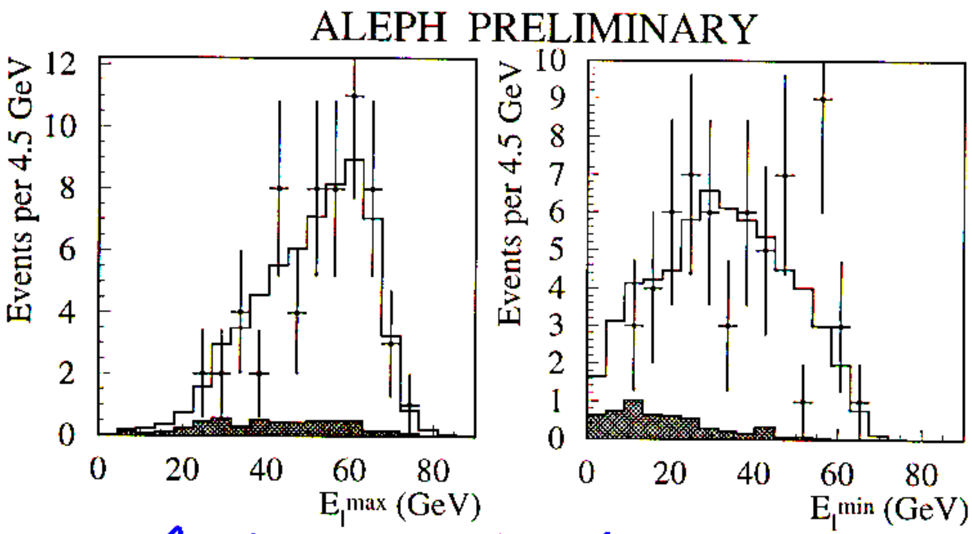
wobei $\cos\theta_\ell^*$ = Lepton-Winkel im W-Ruhesystem



Endpunkte des Spektrums für $\cos\theta_\ell^* = \pm 1$

z.B. für $m_W = 80.5$ GeV bei $\sqrt{s} = 189$ GeV

$\Rightarrow$ $E_{\ell,max} = 72.0$ GeV , $E_{\ell,min} = 22.5$ GeV



endliche W-Breite muß beachtet werden

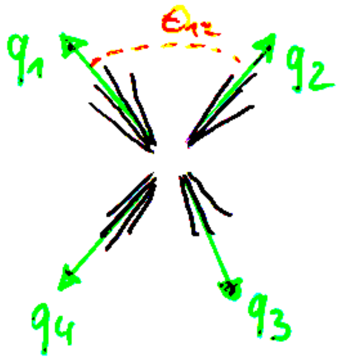
$\longrightarrow$ m_W aus Fit ans Lepton-Impulsspektrum

prinzip. Nachteil: kleines $WW \to \ell\nu\ell\nu$ Verzweigungsverhältnis

$\longrightarrow$ geringe Statistik

W-Bosonmasse aus direkter Rekonstruktion

Rekonstruktion der W-Zerfallsprodukte ermöglicht m_W-Bestimmung



$$\Rightarrow \quad m_{12} = \sqrt{2E_1E_2\,(1-\cos\Theta_{12})}$$

dito m_{34}

Problem: Detektorauflösung beträgt typ. 5–10%

$\Rightarrow$ Nutze die vorteilhaften Eigenschaften der e^+e^--Vernichtung

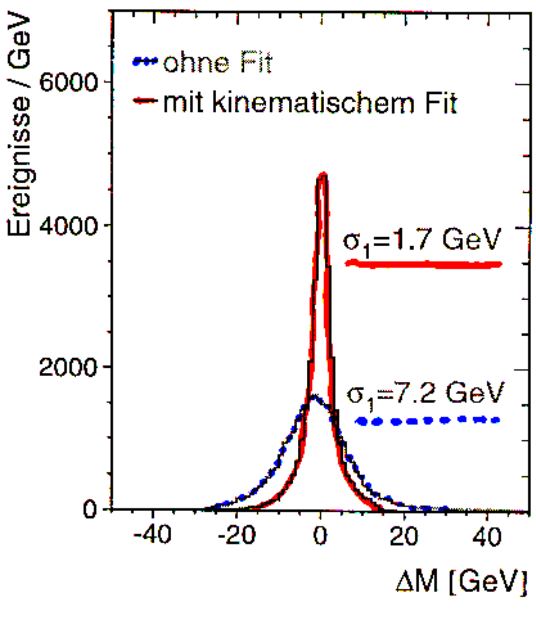
Anfangszustand : $(\vec{p}, E) = (\vec{0}, \sqrt{s})$

und gesamtes Ereignis im Detektor enthalten

$\Rightarrow$ Energie- & Impulserhaltung können genutzt werden

$\Rightarrow$ kinematische Fits : (mittels Lagrange-Multiplikatoren)

- Eingangsgrößen: gemessene Energien und Winkel von Leptonen und Jets
- Randbedingungen: (4C) 4-Impulserhaltung $\Sigma(\vec{p}, E) = (\vec{0}, \sqrt{s})$
  $\Rightarrow$ 2 gefittete Massen m_1^{rec}, m_2^{rec}
  (5C) wie (4C) zusätzlich $m_1^{rec} = m_2^{rec}$
  $\Rightarrow$ 1 gefittete Masse m^{rec}



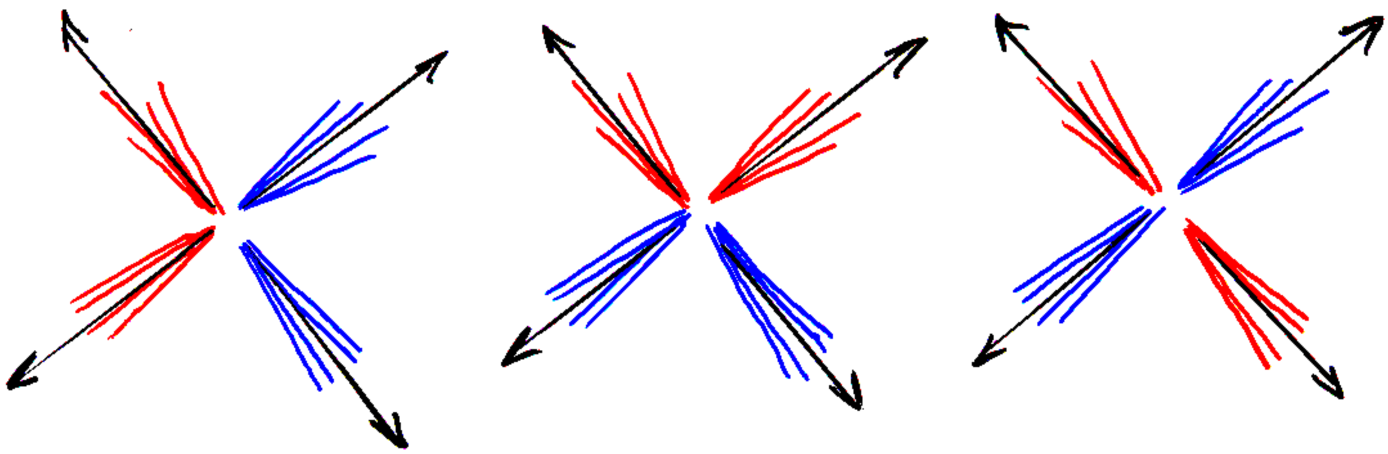
Falls Neutrinos involviert:

$\vec{p}_\nu = -\Sigma\vec{p} \Rightarrow$ 3 Randbedingg. weniger

bei τ-Leptonen:

E_τ unbestimmt $\Rightarrow$ 1 Randbedingg. weniger

Problem der Jet-Paarung in $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$



In 4-Jet-Endzuständen gibt es 3 Kombinationen für (m_1^{rec}, m_2^{rec}) (5-Jets $\rightsquigarrow$ 10 Kombinationen)

Nur eine Kombination enthält m_W-Information

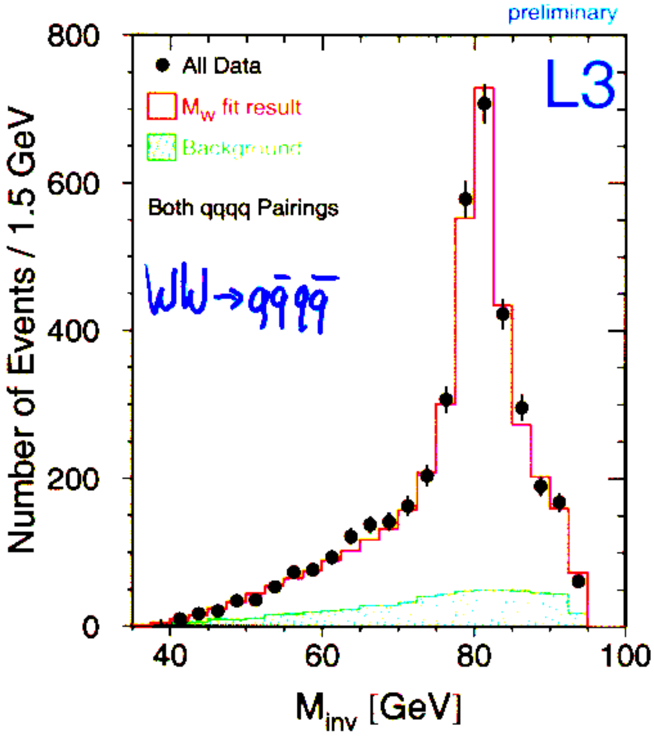
Verschiedene Methoden, diese auszuwählen

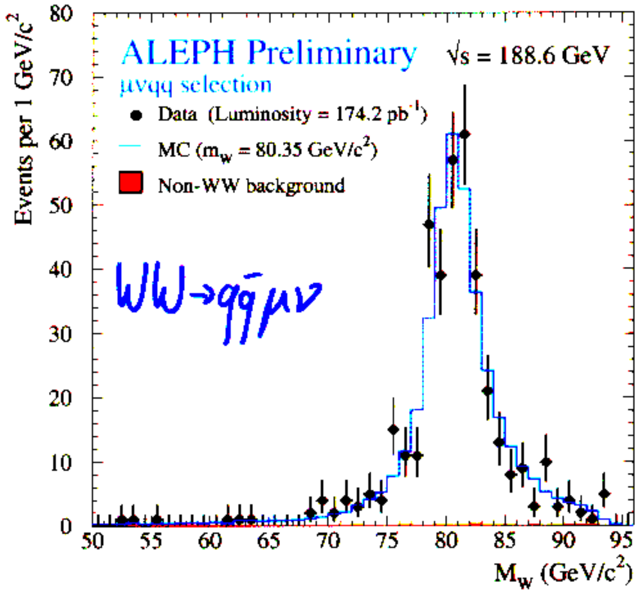
- Fit-Wahrscheinlichkeit des 5C-Fits
  $P_1 > P_2 > P_3$, P_1 in 65% der Fälle richtig
  P_2 in $\approx 25\%$
  zusätzl. Kombinatorik, wenn P_1 und P_2 gewählt

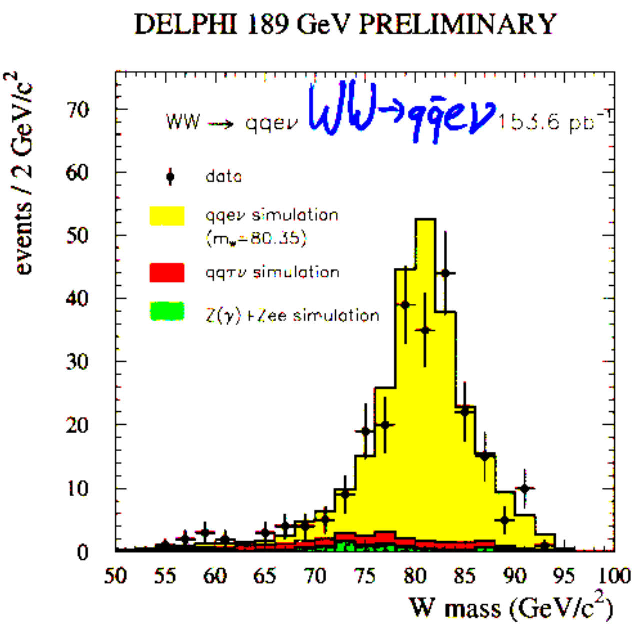
- Benutze 4C-Fit-Information $\Delta m^{rec} = m_1^{rec} - m_2^{rec}$ und Summe der Jet-Jet-Winkel

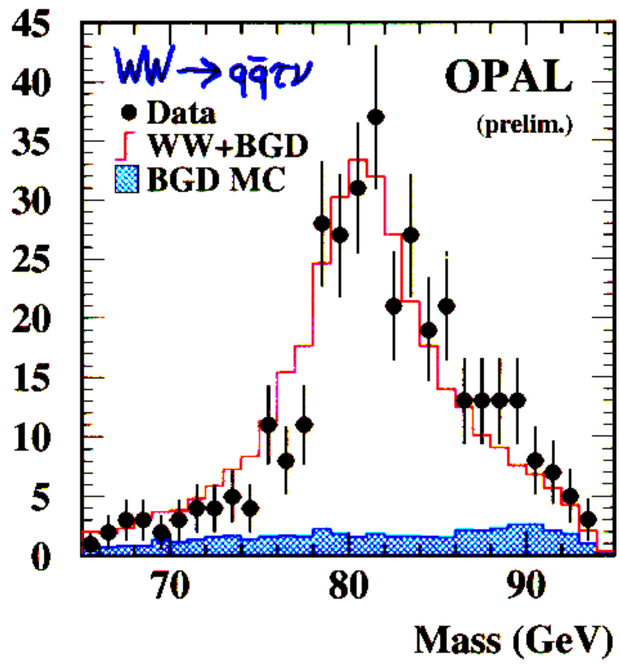
  Wenn dann 1 Kombination pro Event gewählt, dann in 85% der Fälle die richtige,
  aber: Untergrundverteilung wird verzerrt
  (Anhäufung im m_W-Bereich)

W-Boson-Massenverteilungen









m_W-Bestimmung:

- analytisch: Breit-Wigner $BW(m_{rec}) \sim \dfrac{m_{rec}^2}{(m_{rec}^2 - m_W^2)^2 + (m_{rec}^4 \Gamma_W^2 / m_W^2)}$

  + Untergrund (z.B. Polynom in m_{rec})

- Vergleich von Daten und umgewichteten MC-Verteilungen
- Faltungstechniken z.B. $\int BW(m_{rec}) \otimes$ Auflösung + Untergrund

m_W aus Vergleich zw. Daten und umgewichtetes MC

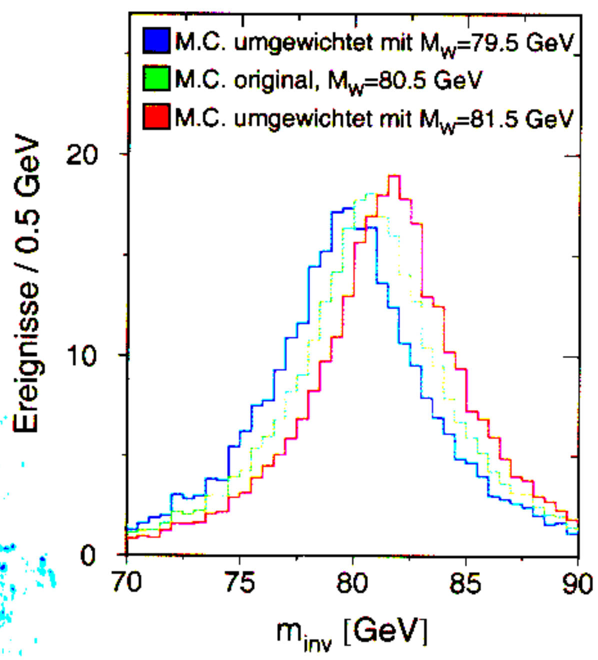
- Ausgangspunkt: gemessenes Massenspektrum $\frac{d\sigma}{dm}$
- Erzeuge MC-simulierte Datensätze mit verschiedenen m_W
- Umgewichtung der MC-Datensätze liefert $\frac{d\sigma}{dm}$ für nicht simulierte m_W-Werte

je MC-Event ein Gewichtungsfaktor:

$$w_i = \frac{\sigma_{Born}(m_1, m_2, s) \cdot BW(m_W^{new}, \Gamma_W^{new}, m_1) \cdot BW(m_W^{new}, \Gamma_W^{new}, m_2)}{\sigma_{Born}(m_1, m_2, s) \cdot BW(m_W^{MC}, \Gamma_W^{MC}, m_1) \cdot BW(m_W^{MC}, \Gamma_W^{MC}, m_2)}$$

oder alternativ als Verhältnis von Matrixelementen

$$w_i = \frac{\left|\mathcal{M}(m_W^{new})\right|^2}{\left|\mathcal{M}(m_W^{MC})\right|^2}$$



Fitte umgewichtete $\frac{d\sigma}{dm}(m_{rec})$ an Datenverteilung

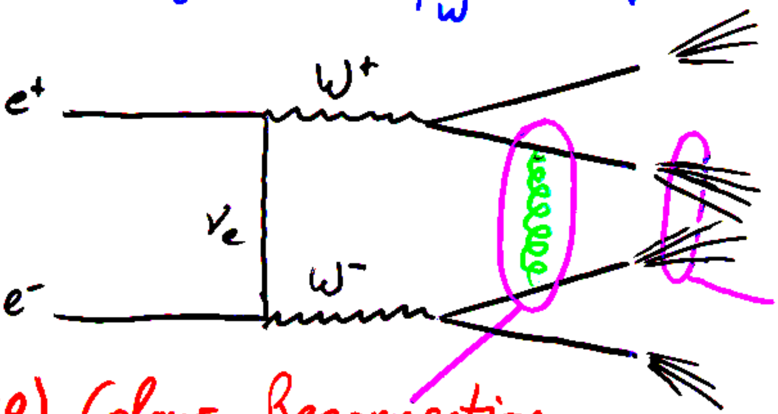
$\Downarrow$

m_W (und Γ_W)

Wechselwirkung im $q\bar{q}q\bar{q}$-Endzustand

Zerfall der beiden W's ist nicht unabhängig:

Zerfallslänge $\tau = \frac{1}{\Gamma_W} \simeq 0.1\ \text{fm} \ll$ Hadronisierung $\simeq 1\ \text{fm}$



(BEC) Bose-Einstein Korrelationen

(CR) Colour-Reconnection

MC-Modelle nehmen üblicherweise an:
W's zerfallen unabhängig

CR führt zu Energie- & Impulsaustausch zwischen den Quarks (und Gluonen) benachbarter W's

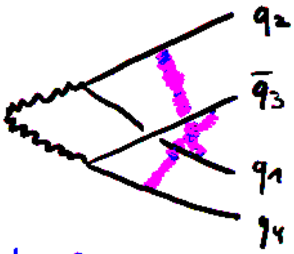
BEC betreffen geladene und neutrale Mesonen
Auswirkung auf deren Energien und Impulse

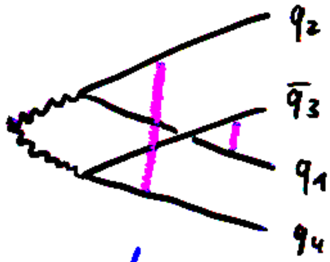
$\Rightarrow$ CR und BEC wirken auf Jet-Energien und können m_W-Messung beeinflussen

Colour-Reconnection

Drei Haupt-Philosophien (stark vereinfacht):

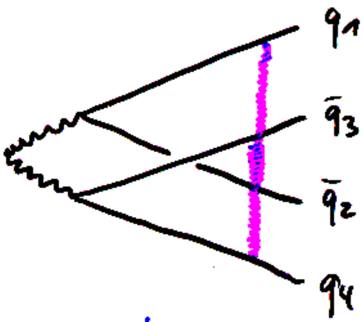
- Sjöstrand-Khoze (KS):

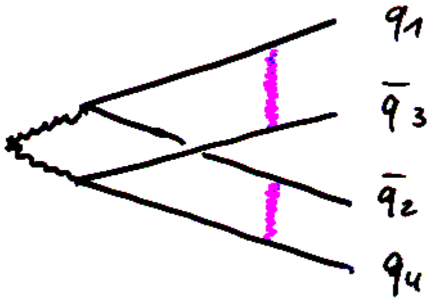




überlappende oder kreuzende Farbstrings ... ... werden neu/anders verknüpft mit gewisser Wahrscheinlichkeit

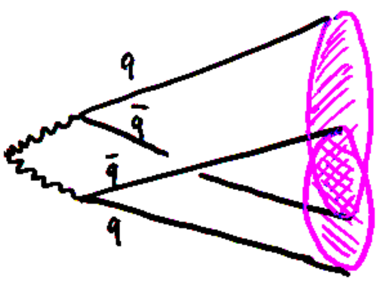
- Ariadne (AR):

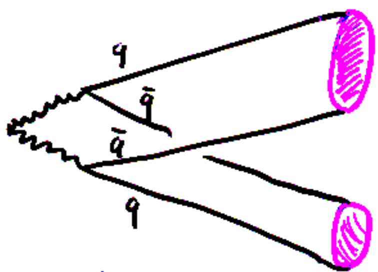




in gegebener Farbstringkonfiguration... ... wird minimale Stringlänge ausgewählt (Stringspannung $\approx 1\,GeV/fm$)

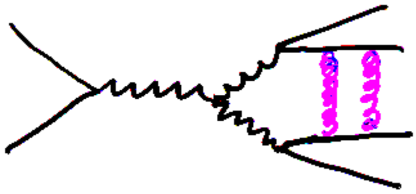
- Herwig (HW):





in gegebener Clusterkonfiguration... ... kann neue Konfiguration mit reduzierter Cluster-größe ausgewählt werden

Colour-Reconnection



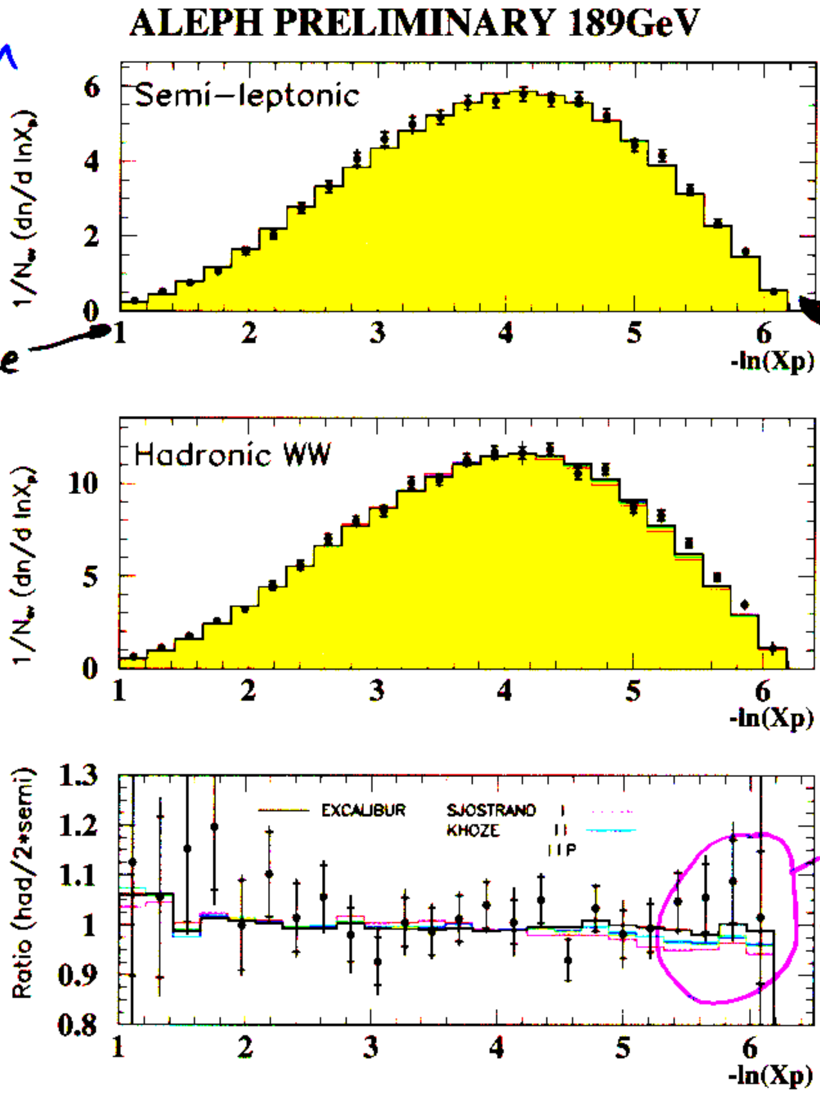
Effekt auf Zahl der Hadronen mit geringem Impuls

Impulsspektren

$WW \to q\bar{q}l\nu$

$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$

Verhältnis



hohe

geringe Impulse

$\left(-\ln x_p = +\ln \frac{s}{2p}\right)$

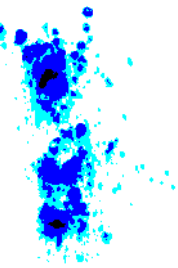
keine Absenkung

1

Quantitativ: $\Delta\langle n_{ch}\rangle = \langle n_{ch}^{q\bar{q}q\bar{q}}\rangle - 2\cdot\langle n_{ch}^{q\bar{q}l\nu}\rangle$

LEP: $\Delta\langle n_{ch}\rangle = +0.30 \pm 0.52$

Modelle: $\Delta\langle n_{ch}\rangle = -0.2 \;\ldots -0.3$



$\Rightarrow$ keine Anzeichen für CR

Bose-Einstein-Korrelationen

Hadronisierungsregionen der beiden W's überlappen

$\Rightarrow$ Kohärenzeffekte zwischen identischen Bosonen aus unterschiedlichen W's sind möglich

Bei Bose-Einstein-Korrelationen: identische Bosonen öfter nah beieinander im Phasenraum erzeugt

$\Rightarrow$ Vierer-Impulsdifferenz $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2 \simeq 0$

Korrelationen beschrieben durch Zwei-Teilchen-Korrelationsfkt.:

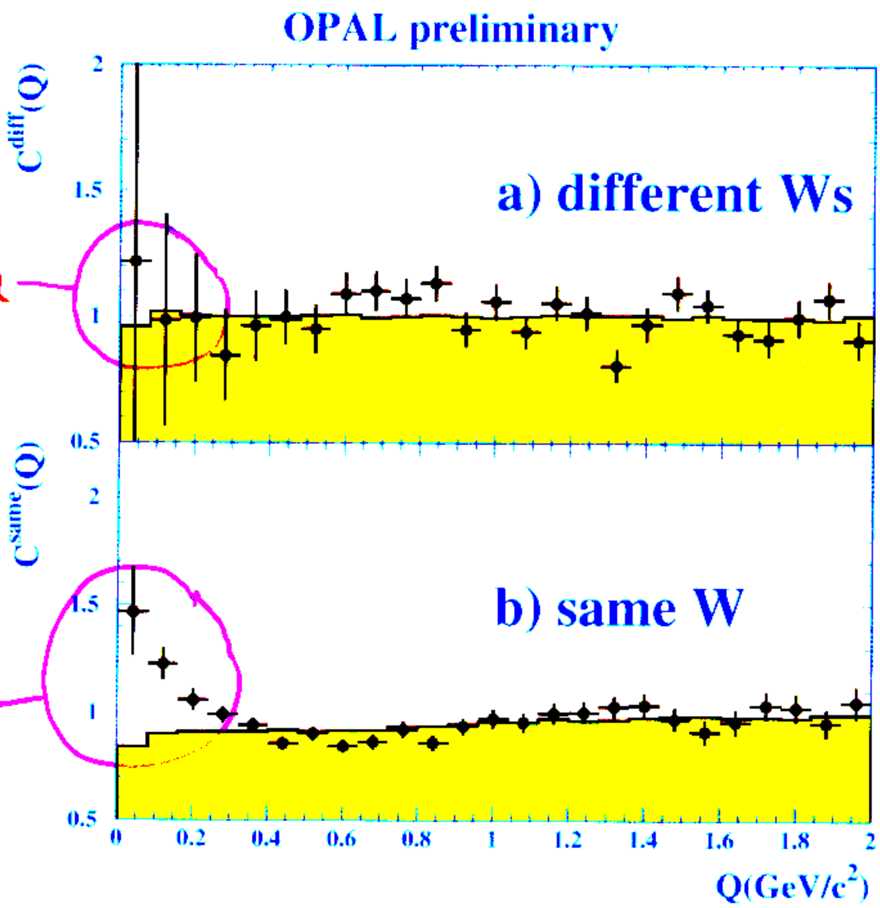
$$\frac{C_{BE}(Q^2)}{C_{noBE}(Q^2)} = 1 + \lambda \cdot \exp(-Q^2 \cdot R^2)$$

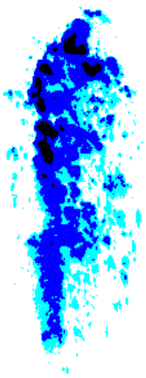
λ: Korr.-stärke ($\lambda = 0 \rightarrow$ keine BEC)

R: Quellgröße

Teilchen aus verschied. W's

keine Korrelation





... gleichen W's

Korrelation

LEP: $\lambda^{versch. W} = -0.15 \pm 0.21$

$\Downarrow$

kein Hinweis auf BEC

Wechselwirkung im $q\bar{q}q\bar{q}$-Endzustand (FSI)

- Effekte von CR und BEC auf m_W-Bestimmung

Modell	Effekt	Δm_W [MeV]
SK I	CR	$+10 \pm 25$
SK II	CR	-25 ± 25
SK II'	CR	-20 ± 25
HW	CR	-30 ± 25
AR2	CR	$+50 \pm 15$
Pythia	BEC	$\sim 20 \ldots 50$
KoralW	BEC	$\sim 20 \ldots 50$

$\Rightarrow$ Unsicherheit auf m_W aus $q\bar{q}q\bar{q}$ durch FSI $\simeq 60$ MeV

- Kann Effekt mit Daten direkt untersuchen:
  Vergleich:

LEP II

$m_W(q\bar{q}q\bar{q}) = 80.429 \pm 0.089$ GeV (FSI: 58 MeV, LEP: 17 MeV)

$m_W(q\bar{q}\ell\nu) = 80.313 \pm 0.063$ GeV (LEP: 17 MeV auf E_{beam})

$\Rightarrow \quad \Delta(m_W) = 0.116 \pm 0.089$ GeV (ohne FSI und LEP)

$\Rightarrow$ Effekte noch nicht signifikant

W-Bosonmasse: Zusammenfassung

direkte Bestimmungen:

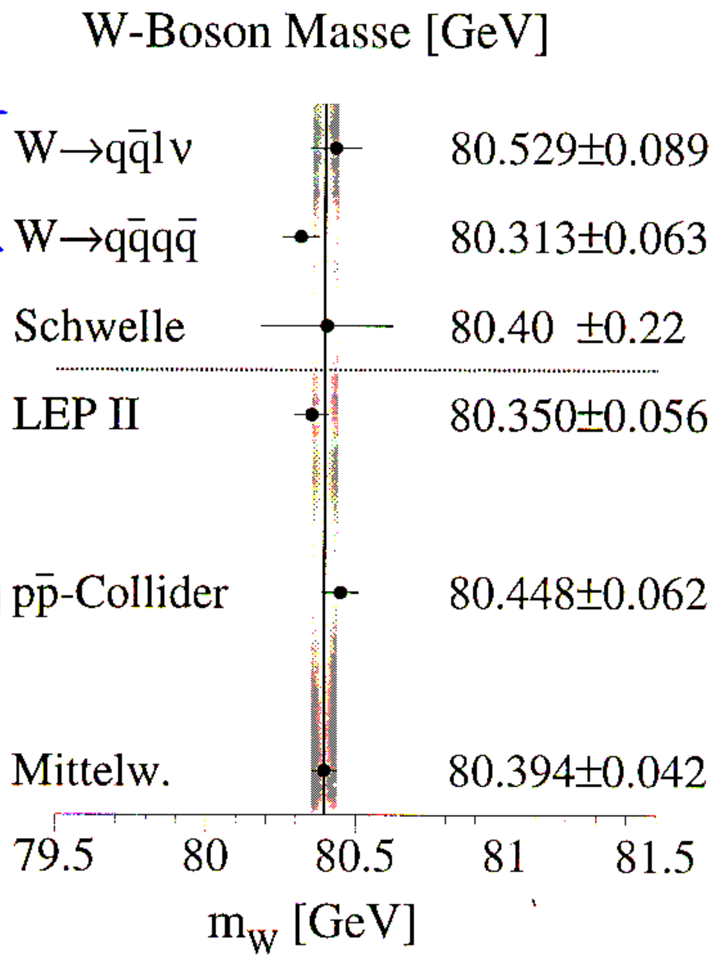
LEP II
Daten 172...189 GeV

161 GeV

(FSI: 56 MeV)

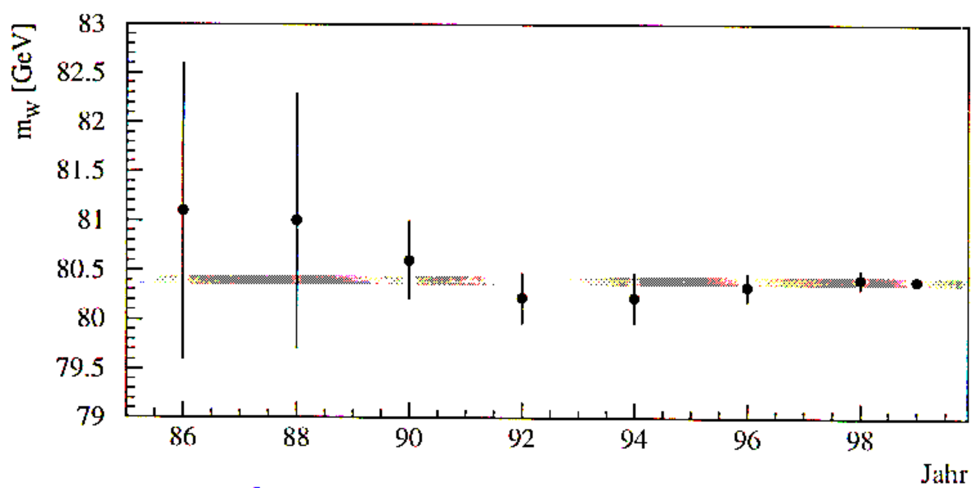
(LEP-Energie: 17 MeV)

aus transv. Masse
$m_T^2 = 2E_T^e E_T^\nu (1-\cos\vartheta_{e\nu})$
in $W \to e\nu$



Gesamtfehler unter 50 MeV!

Historische Entwicklung der Kenntnis von m_W

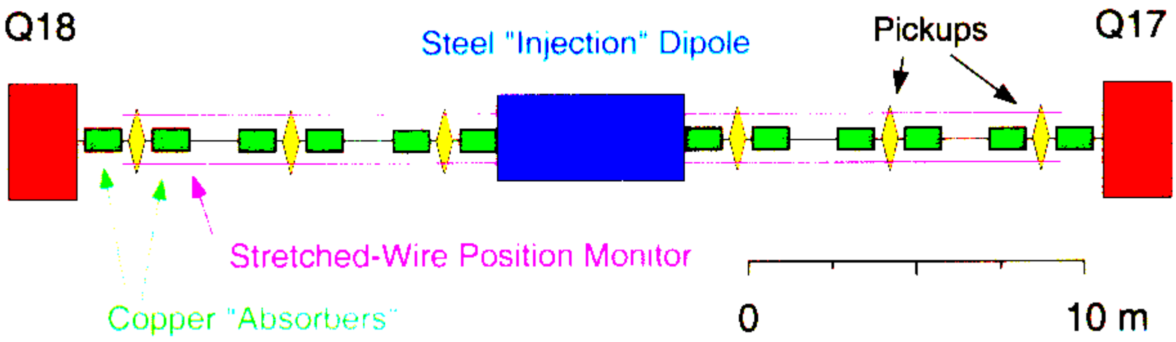


m_W mittlerweile auf $\simeq \pm 500$ ppm bekannt!

LEP Spectrometer Project

Aim: to measure E_{bm} independent of NMR/Flux-loop

How: measure bend angle of e^- through well mapped dipole



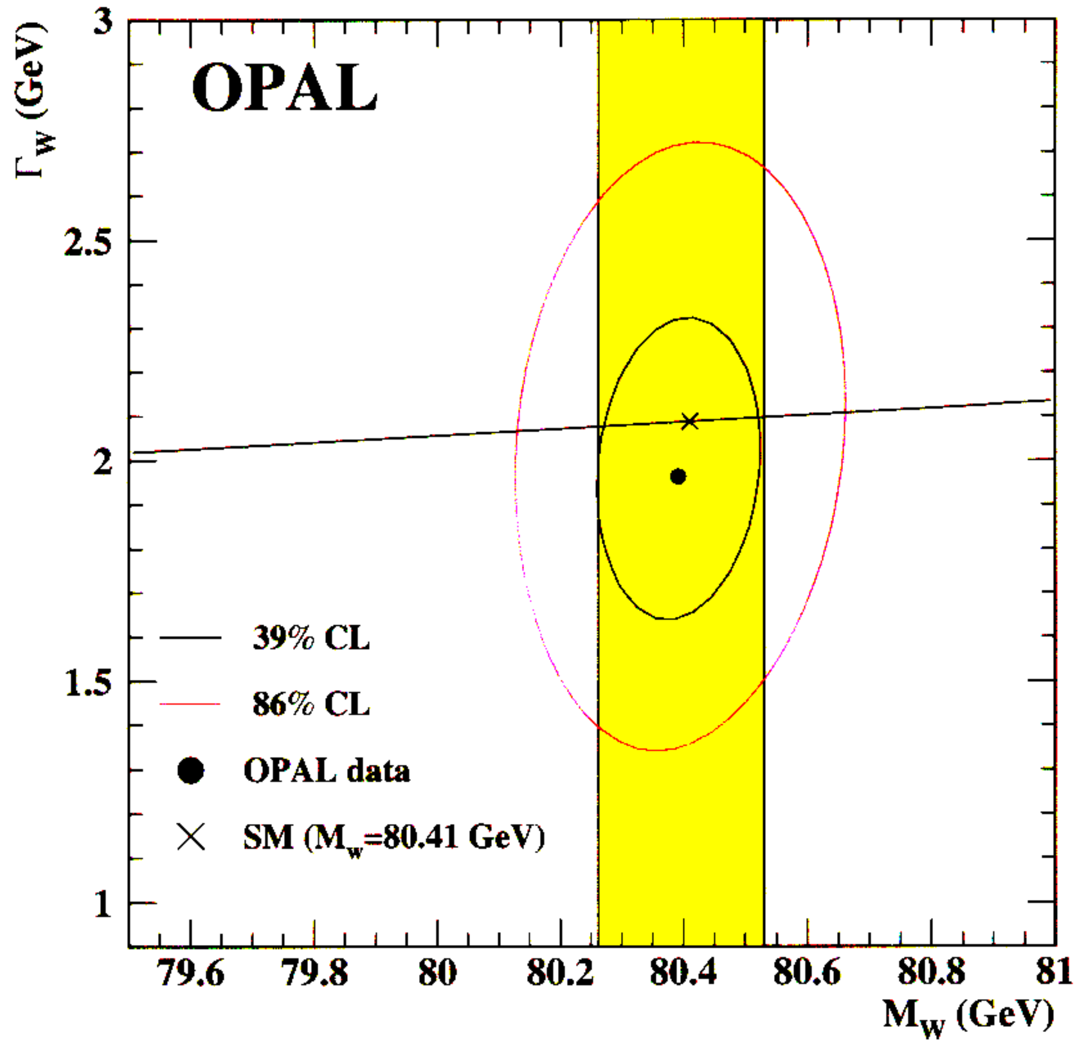
$\Longrightarrow$ fully operational in 1999

$\Longrightarrow$ expect precision on E_{bm} of ± 10 MeV

$\Longrightarrow$ expect to be able to propagate improved understanding of extrapolation procedure to previous years

W-Breite Γ_W

wird aus simultanem Fit von m_W und Γ_W an Massenverteilungen bestimmt



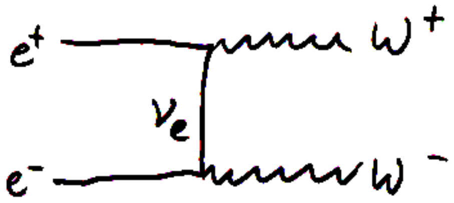
LEP II: (161-183 GeV) $\qquad \Gamma_W = 2.09 \pm 0.25$ GeV

SM: $\qquad \Gamma_W = 2.08$ GeV

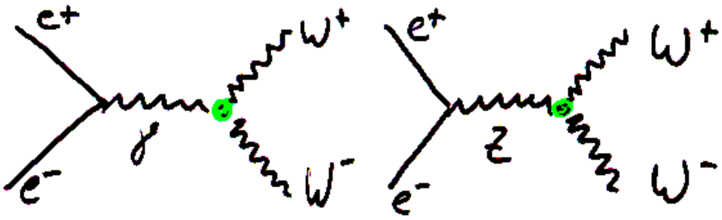
anomale Kopplungen

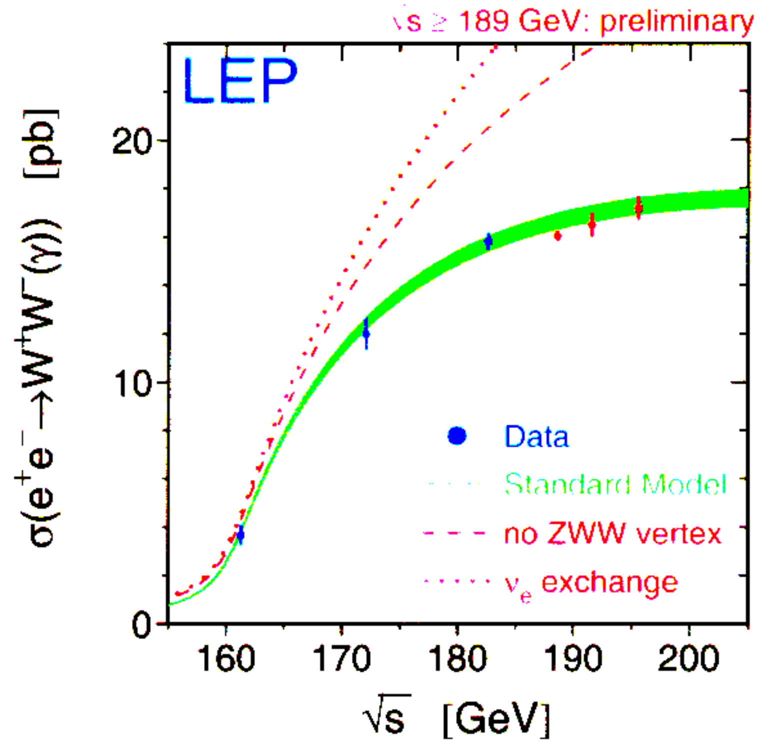
Drei-Eichboson-Kopplungen

SM:



nicht-abelsche Eichtheorie





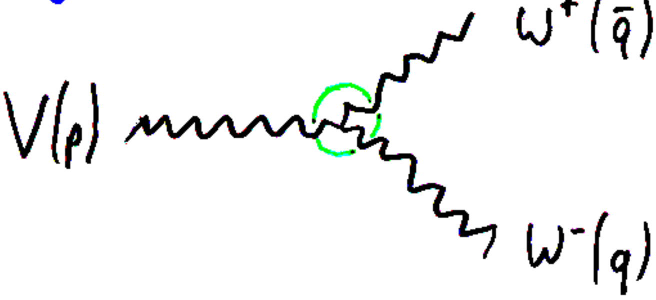
$\Rightarrow$ indirekter Hinweis auf ZWW-Kopplung

beachte: Theorie ohne ZWW oder nur mit ν_e-Austausch verletzt Unitarität, da WQ mit $\sqrt{s}$ immer weiter ansteigt

► Test der nicht-abelschen Struktur in ZWW- und γWW-Kopplung

VWW- Kopplungen

Theoret. Beschreibung der VWW-Kopplung mit $V = \gamma, Z$:
allgemeine Lorentz-invariante Vertexfunktion



$$= -ie\, g_{VWW} \cdot \Gamma_V^{\alpha\beta\mu}(q, \bar{q}, p)$$

Vertexfkt. $\Gamma_V^{\alpha\beta\mu}$ wird aus allen Lorentz-invarianten Kombinationen der Viererimpulse $p, q, \bar{q}$ gebildet:

$$
\begin{aligned}
\Gamma_V^{\alpha\beta\mu} = \; & f_V^1 \, (q-\bar{q})^\mu g^{\alpha\beta} && P, CP, C \\
- \; & f_V^2 \, (q-\bar{q})^\mu p^\alpha p^\beta / m_W^2 && P, CP, C \\
+ \; & f_V^3 \, (p^\alpha g^{\mu\beta} - p^\beta g^{\mu\alpha}) && P, CP, C \\
+ \; & f_V^4 \, i (p^\alpha g^{\mu\beta} + p^\beta g^{\mu\alpha}) && P, \cancel{CP}, \cancel{C} \\
+ \; & f_V^5 \, i \, \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q-\bar{q})_\rho && \cancel{P}, CP, \cancel{C} \\
- \; & f_V^6 \, \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} p_\rho && \cancel{P}, \cancel{CP}, C \\
- \; & f_V^7 \, (q-\bar{q})^\mu \varepsilon^{\alpha\beta\rho\sigma} p_\rho (q-\bar{q})_\sigma / m_W^2 && \cancel{P}, \cancel{CP}, C
\end{aligned}
$$

Dabei sind f_V^i, die Formfaktoren, dimensionslose Funktionen von p^2

VWW-Kopplungen

Die Formfaktoren f_V^i können mit Operatoren in Beziehung gesetzt werden, die in der Lagrangedichte die VWW-Kopplung beschreiben.

$$f_V^1 = g_1^V + \frac{s}{2m_W^2}\lambda_V \overset{SM}{=} 1$$

$$f_V^2 = \lambda_V \overset{SM}{=} 0$$

$$f_V^3 = g_1^V + \kappa_V + \lambda_V \overset{SM}{=} 2$$

$$\left.\begin{aligned} f_V^{4,5} &= g_{4,5}^V \\ f_V^6 &= \tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V \\ f_V^7 &= -\tfrac{1}{2}\tilde{\lambda}_V \end{aligned}\right\} \overset{SM}{=} 0$$

7 Operatoren genügen, da 2 von 9 möglichen W^+W^--Spin=kombinationen ein Gesamt-$J \neq 1$ für Boson V haben

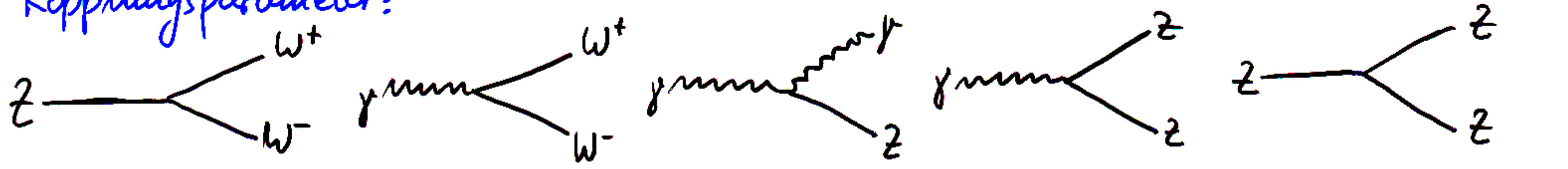
Diese Struktur läßt sich auf die weiteren 3-Eichboson-Vertices übertragen:

allg. Lorentzstruktur: 7 Kopplungen / Vertex

Auf jeden Fall: Anomale Kopplungen müssen für $\sqrt{s} \to \infty$ verschwinden, sonst ist Unitarität verletzt, d.h. σ_{WW} wächst über alle Maße

Dreifach Eichboson Vertices

Kopplungsparameter:



ZWW	γWW	$\gamma\gamma Z$		γZZ		ZZZ	
$\delta_Z = \Delta g_1^Z \cot\Theta_W$	$\delta_\gamma = \Delta g_1^\gamma$	h_1^γ	$\gamma^*\gamma Z$	h_1^Z	$\gamma Z^* Z$	$\times$	Z^*Z^*Z
$x_Z = (\Delta\kappa_Z - \Delta g_1^Z)\cot\Theta_W$	$x_\gamma = \Delta\kappa_\gamma$	h_2^γ		h_2^Z		$\times$	
$y_Z = \lambda_Z \cot\Theta_W$	$y_\gamma = \lambda_\gamma$	h_3^γ		h_3^Z		$\times$	
$\tilde{\kappa}_Z$	$\tilde{\kappa}_\gamma$	h_4^γ		h_4^Z		$\times$	
$\tilde{\lambda}_Z$	$\tilde{\lambda}_\gamma$	$\times$	$\gamma\gamma Z$	f_4^γ	$\gamma^* ZZ$	f_4^Z	Z^*ZZ
g_4^Z	g_4^γ	$\times$		f_5^γ		f_5^Z	
g_5^Z	g_5^γ	$\times$	$\gamma^*\gamma^* Z$	$\times$	$\gamma Z^* Z^*$	$\times$	ZZZ

- dabei ist "Δ" die Abweichung vom SM-Wert

Beschränkungen der VWW-Kopplungen

2×7 Kopplungen: zuviel, um simultan gemessen zu werden

Annahmen zur Parameterreduktion:

- C-, P- und CP-Invarianz $\longrightarrow$ 6 freie Parameter
- elektr. W-Ladung $= \pm 1e$ $\longrightarrow$ 5

$$\Leftrightarrow \quad g_{\gamma WW} = 1$$

$$\Leftrightarrow \quad \delta_\gamma = \Delta g_1^\gamma = 0$$

$\Rightarrow$ 5 Parameter $\delta_Z = \Delta g_1^Z \cot\Theta_W, \Delta\kappa_\gamma, \Delta\kappa_Z, \lambda_\gamma, \lambda_Z$ (alle $\overset{SM}{=} 0$)

als Mono-, Di- und Quadrupolterme L_0, L_1, L_2 in Ww-Lagrangedichte L ("Δ" = Abweichung vom SM-W.)

$$\begin{aligned} L_{eff} = {} & L_0^{\gamma WW} \times 1 && + L_0^{ZWW} \times (\cot\Theta_W + \Delta g_1^Z \cot\Theta_W) \\ & + L_1^{\gamma WW} \times (1 + \Delta\kappa_\gamma) && + L_1^{ZWW} \times (\cot\Theta_W + \Delta\kappa_Z \cot\Theta_W) \\ & + L_2^{\gamma WW} \times \lambda_\gamma && + L_2^{ZWW} \times \lambda_Z \cot\Theta_W \end{aligned}$$

Weiterhin:

- $SU(2) \times U(1)$ Eichinvarianz $\longrightarrow$ 3 frei Parameter

$$\Delta\kappa_Z = \underline{\Delta g_1^Z} - \underline{\Delta\kappa_\gamma} \cdot \tan^2\Theta_W$$

$$\lambda_Z = \lambda_\gamma \equiv \underline{\lambda}$$

Interpretation der (verbliebenen) Kopplungen

Betrachte elektromagn. statische Eigenschaften des W

E1 W-Ladung $Q_W = e \cdot (1 + \Delta g_1^\gamma)$

M2 magn. Dipolmoment $\mu_W = \frac{e}{2m_W} (2 + \Delta\kappa_\gamma + \Delta g_1^\gamma + \lambda_\gamma)$

E4 elektr. Quadrupolmom. $q_W = -\frac{e}{m_W^2} (1 + \Delta\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)$

Freie Parameter:

$$\left.\begin{array}{ccc} \Delta g_1^Z & \leftrightarrow & \Delta g_1^\gamma \\ \Delta\kappa_Z & \leftrightarrow & \Delta\kappa_\gamma \\ \lambda_Z & \leftrightarrow & \lambda_\gamma \end{array}\right\} \overset{SM}{=} 0$$

Ersetzung: $\gamma \to Z$ in elektromagn. Momenten

$\longrightarrow$ "schwache Momente"

Zur Erinnerung: anomales magn. Dipolmom. des Protons

$\rightarrow$ (Quark)-Substruktur des Protons

$\rightarrow$ z.B. (alternative Schreibweise)

anomale Momente durch anomale Higgskopplungen

an Eichfeld B mit Parameter $\alpha_{B\phi} = \Delta\kappa_\gamma - \Delta g_1^Z \cos^2\theta_W$

an Eichfeld $\vec{W}$ mit Parameter $\alpha_{W\phi} = \Delta g_1^Z \cos^2\theta_W$

und Quadrupol-Kopplung $\alpha_W = \lambda$

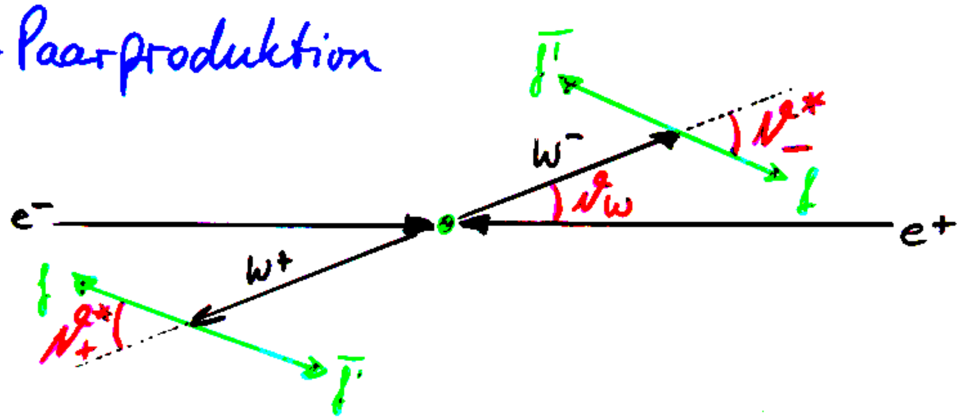
Meßgrößen für anomale Kopplungen

... für alle $W \to f\bar{f}'$ Kanäle

- Wirkungsquerschnitte : quadrat. Abhängigkeit von Kopplungs=parametern

... und speziell

- bei W-Paarproduktion



und $\varphi^*_\pm$ außerhalb der Ebene

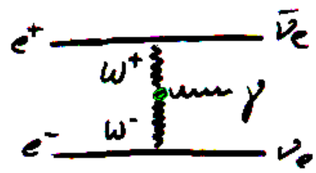
  ▷ Polarwinkel ϑ_W des W^-
  ▷ Polar- und Azimuthwinkel der Leptonen im W-Ruhesystem $(\vartheta^*_\pm, \varphi^*_\pm)$

  ] 5 Winkel

  $\longrightarrow$ Änderung der W-Polarisation

- bei Produktion einzelner γ's

  ▷ Energiespektrum und Polarwinkel



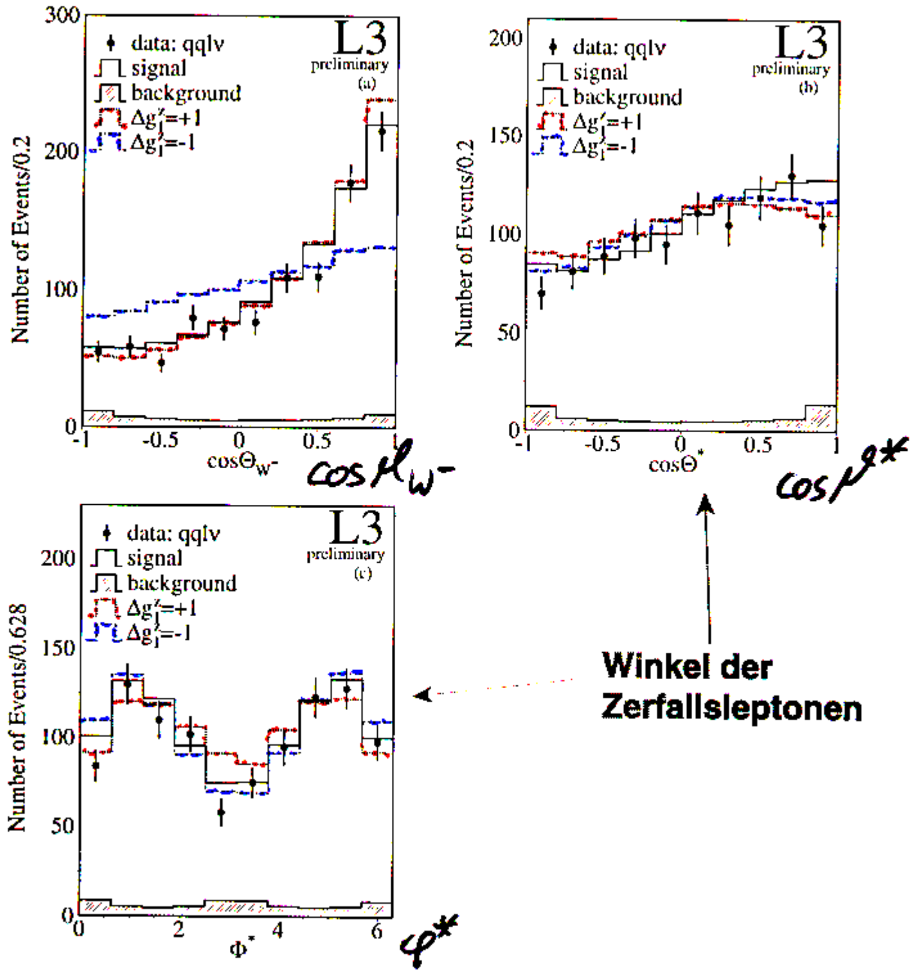
WW-Fusion

- bei Produktion einzelner W's

  ▷ Lepton-Energiespektrum bei $W \to \ell\nu$

Drei-Eichbosonkopplung (TGC) in $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$

- Alle Winkel auf leptonischer Seite bekannt
  (Auflösungssteigerung durch kinematische Fits mit Energie- & Impulserhaltung und m_W-Bedingung)
  W-Ladung folgt aus Leptonladung



- Faltung der Winkel ϑ_q^* und φ_q^* auf hadron. Seite, da Quarkladung durch Hadronjet verschleiert → Ambiguität

$$(\cos\vartheta^*_{jet}, \varphi^*_{jet}) \longleftrightarrow (-\cos\vartheta^*_{jet}, \varphi^*_{jet}+\pi)$$

⇒ $WW \to q\bar{q}\ell\nu$ liefert die meiste Information

Dreifach-Eichbosonkopplung (TGC) in $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$

- Jetpaarung für korrekte Zuordnung zu W-Bosonen erforderlich (kinemat. Fit mit Energie- & Impulserhaltung und m_W-Bedingung)
  korrekte Paarung in 75–85%

- W-Ladung mittels Jetladung

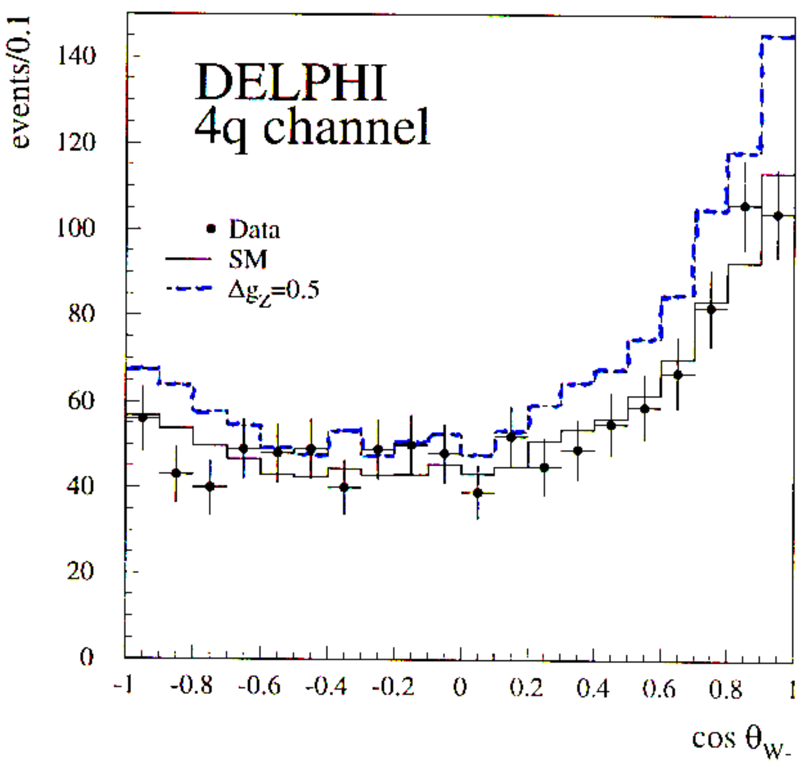
$$Q_{jet} = \frac{\sum Q_i \, |p_i|^\kappa}{\sum |p_i|^\kappa} \; ; \quad \kappa \simeq 0.5$$

$$Q_W = Q_{jet1} + Q_{jet2}$$

  Korrekte Ladung in 70–80%

- Vollständige Faltung der Zerfallswinkel, da Quarkladung verschleiert
  Ambiguität: $(\cos\vartheta^*_{jet}, \varphi^*_{jet}) \longleftrightarrow (-\cos\vartheta^*_{jet}, \varphi^*_{jet} + \pi)$

  $\Rightarrow$ nur $\cos\vartheta_W$ meßbar



$\oplus$ hohe Statistik

$\ominus$ nur in $\approx 60\%$ der Fälle korrekte Rekonstruktion

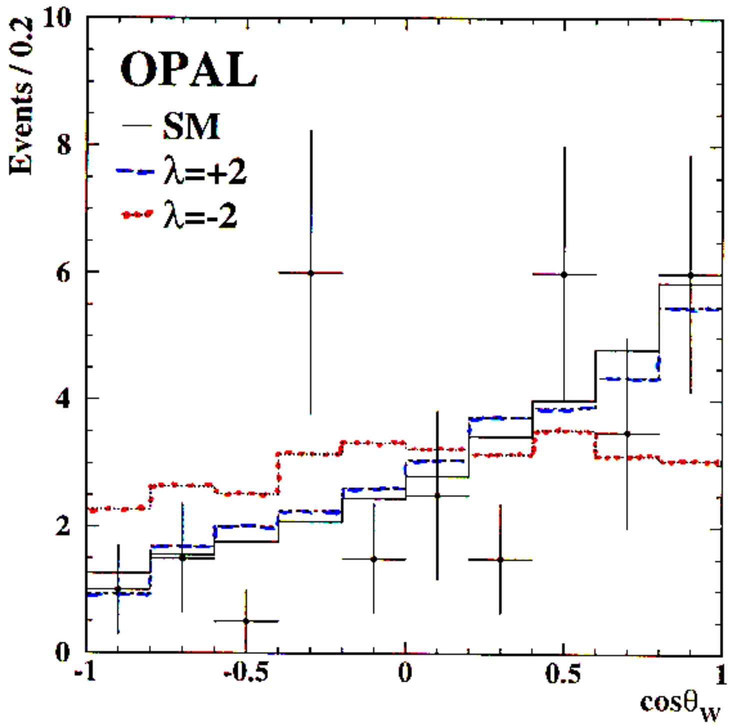
Drei-Eichbosonkopplung (TGC) in $W^+W^- \to \ell^+\nu \ell^- \bar{\nu}$

- Alle Winkel zugänglich
  ... in on-shell W-Näherung ($\Gamma_W = 0$) und ohne ISR
  ... nur Events mit $\ell = e$ oder μ

- Quadrat. Zwangsbedingung für m_W: $m_W^2 = 2E_\ell E_\nu (1 - \cos\sphericalangle(\ell,\nu))$
  und $\sum(\vec{p}, E) = (\vec{0}, \sqrt{s})$

$\Rightarrow$ 2-fache Ambiguität in $\cos\vartheta_W$, φ_+^*, φ_-^*

- jedes Event liefert 2 Einträge mit Gewicht 0.5 in Verteilungen



⊕ einziger Kanal, der ϑ_+^* und ϑ_-^* Bestimmung erlaubt

⊖ kleine Statistik
$B(WW \to \ell\nu\ell\nu) \simeq 11\%$

anomale Kopplungen aus diff. WQ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

bestimmbar mittels

- gebinnte max. Likelihood
  Fit der erwarteten $(\vartheta_W, \vartheta^*_\pm, \varphi^*_\pm)$-Verteilung als Funktion der anomalen Kopplung β_i an Daten
  + Effizienz, Auflösung, Untergrund

- Optimale Observablen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S^{(0)}(\Omega) + \sum_i \beta_i S_i^{(1)}(\Omega) + \sum_{i,j} \beta_i \beta_j S_{ij}^{(2)}(\Omega)$$

mit $\Omega = (\cos\vartheta_W, \cos\vartheta^*_\pm, \varphi^*_\pm)$

$$\Rightarrow \quad \mathcal{O}_i^{(1)} = \frac{S_i^{(1)}(\Omega)}{S_i^{(0)}(\Omega)}, \qquad \mathcal{O}_{ij}^{(2)} = \frac{S_{ij}^{(2)}(\Omega)}{S^{(0)}(\Omega)}$$

d.i. Projektion der 5 kinemat. Variablen auf 1 Observable, die alle relevanten Informationen enthält

$\Rightarrow$ gebinnter max. Likelihood-Fit an Verteilung von $\mathcal{O}$
(NB. $\mathcal{O}$ ist eine komplizierte Funktion der β_i)

- Spin-Dichte-Matrizen
  mißt zusätzlich die Polarisation der W's

nach Summ. über W^+: $\quad \rho_{\tau\tau'}(\cos\vartheta_W) = \dfrac{\sum_\lambda \mathcal{F}_\tau^{(\lambda)} \mathcal{F}_{\tau'}^{(\lambda)*}}{\sum_{\lambda,\tau} |\mathcal{F}_\tau^{(\lambda)}|^2}$

mit W^--Helizität

$\tau = +1$

$\tau = 0$

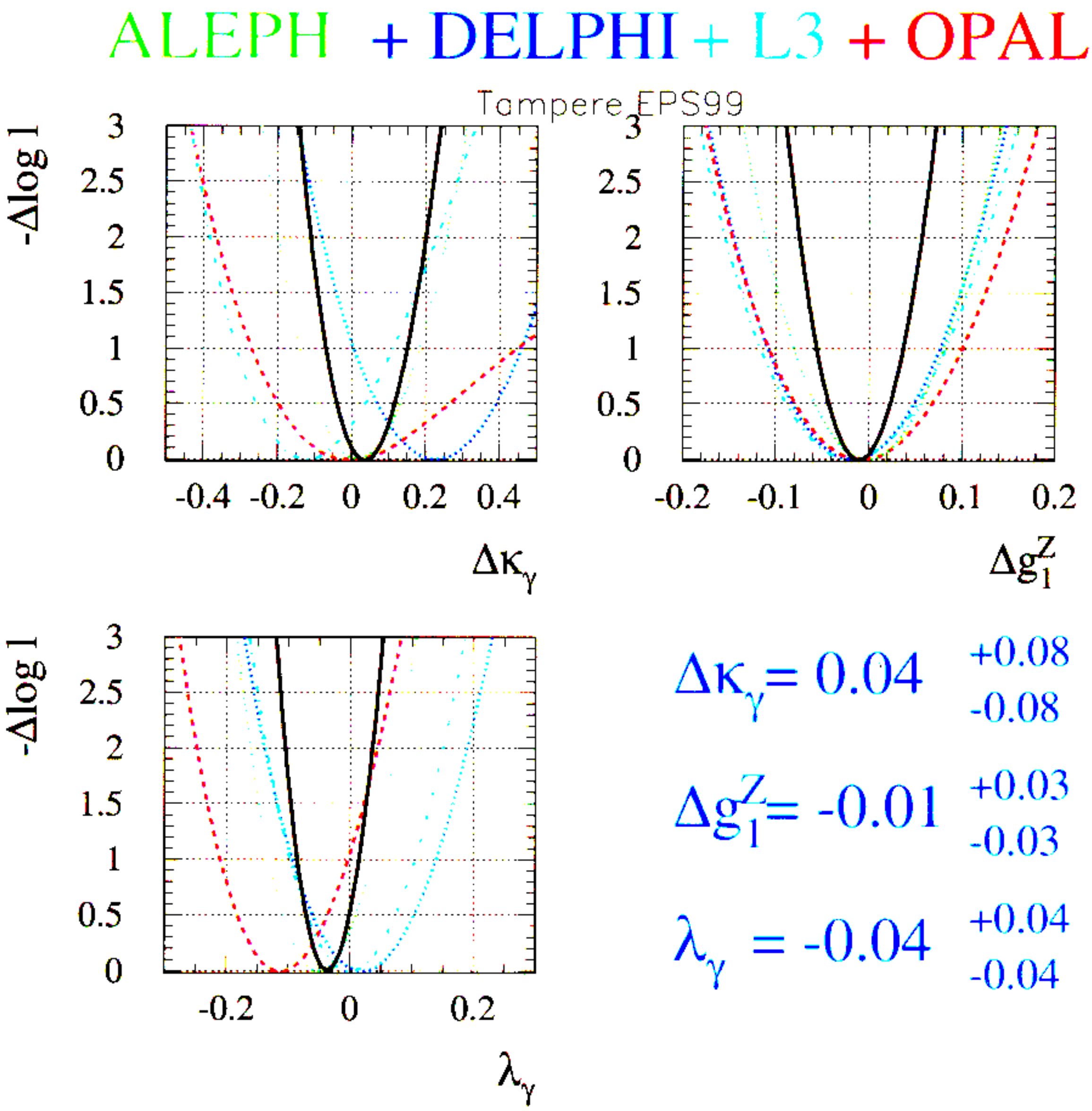
$\tau = -1$

und e^--Spin λ

$\mathcal{F} \sim$ W-Produktionsamplituden

anomale Kopplungen

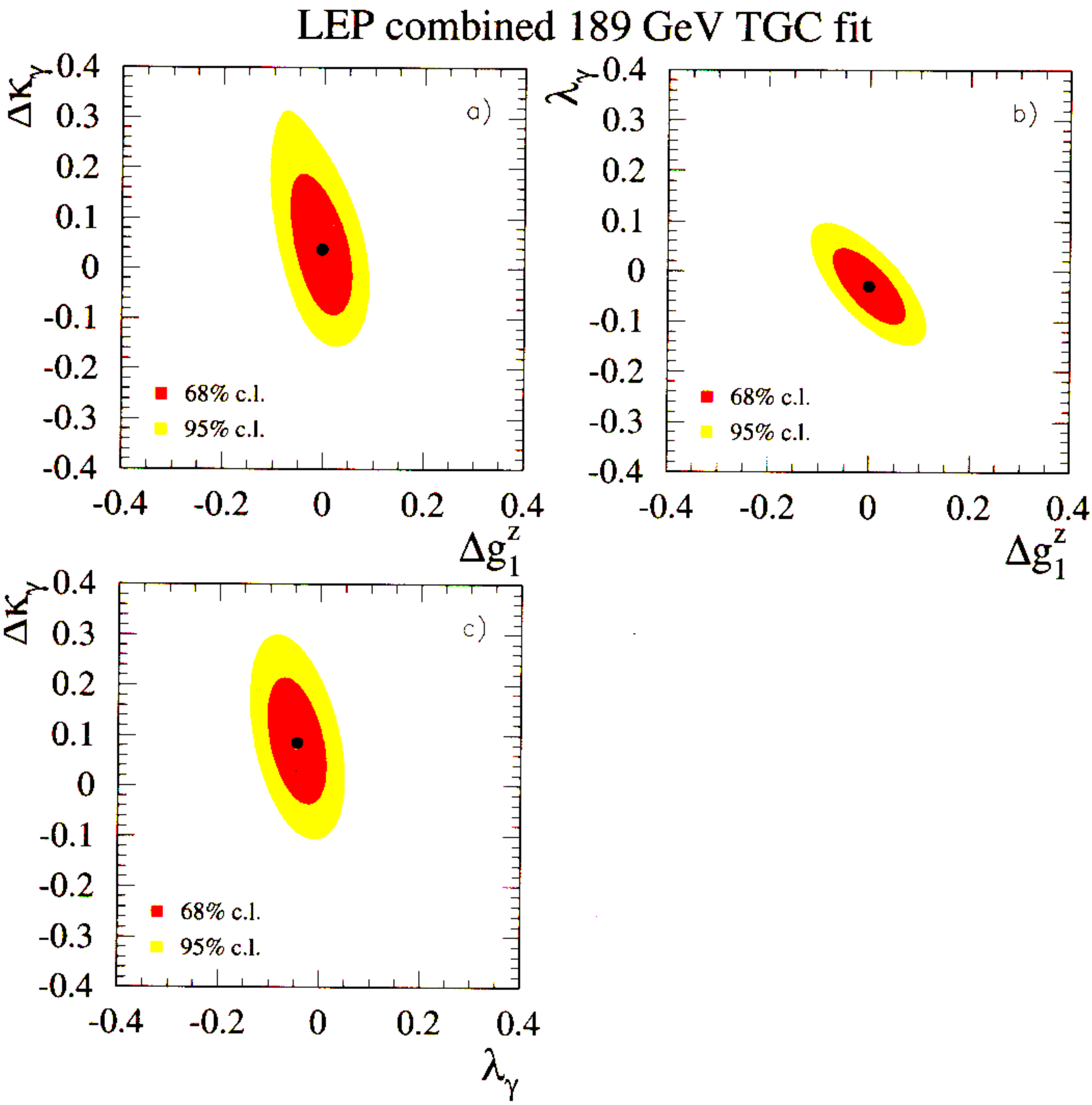
1D-Fit: zwei anomale Kopplungen = SM, dritte fitten



LEP-Kombination i.w. Addition der Log-Likelihood-Kurven, denn statistische Meßfehler sind dominant und korrelierte systematische Fehler sind klein

anomale Kopplungen

2D-Fit: eine anomale Kopplung = SM, übrige fitten

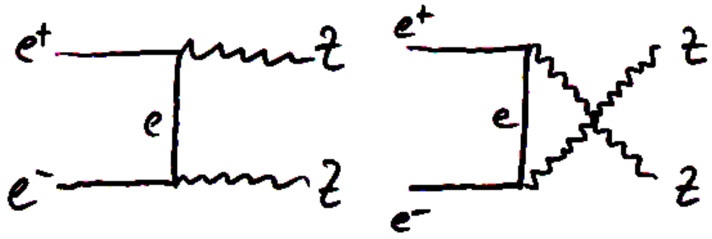


$\Rightarrow$ keine Anzeichen für anomale Kopplungen

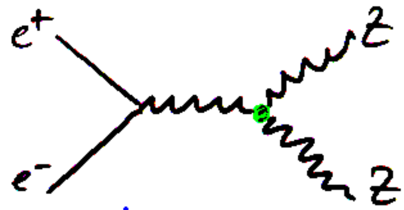
ZWW-Kopplung existiert!

ZZ-Produktion

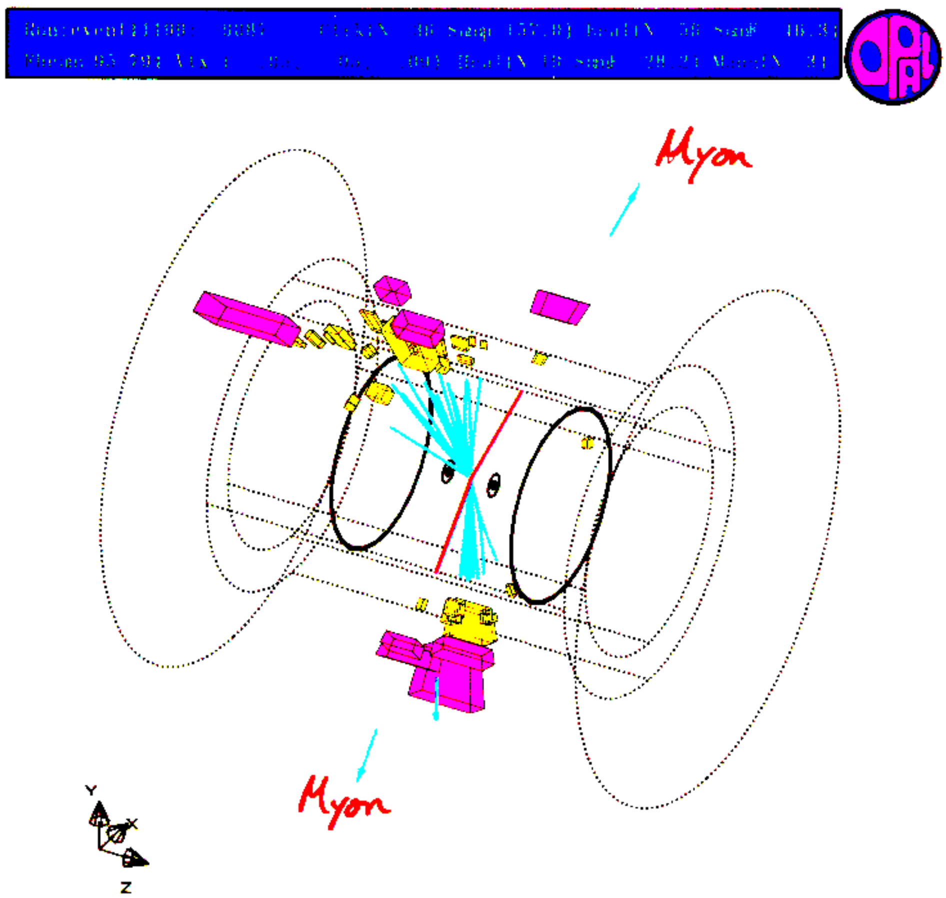
oberhalb von $\sqrt{s} \simeq 2 m_Z$ findet Z-Paarproduktion statt

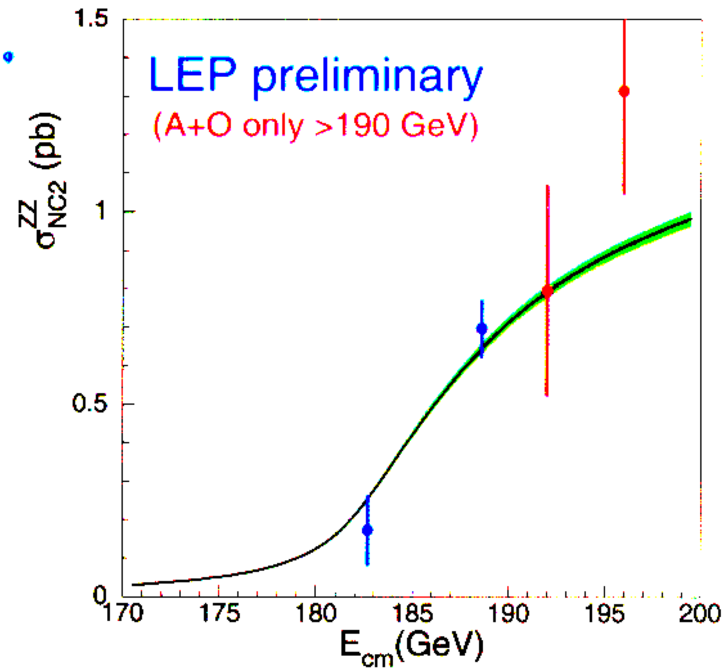


NC02-Graphen



nicht im SM
(→ anomale Kopplungen)





- Produktion wie vom SM erwartet
- erste Untersuchungen anomaler Kopplungen mit negativem Resultat

SM in Σ

Zustand des Standard-Modells

- Status quo: Alles in Übereinstimmung mit SM in Tests mit höchster Präzision

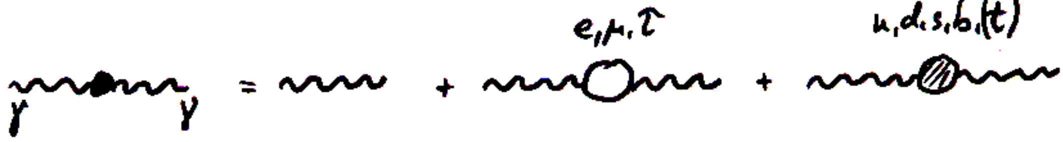
- Konsistenz direkter und indirekter m_W-Bestimmungen

▷ indirekt aus G_F-Relation

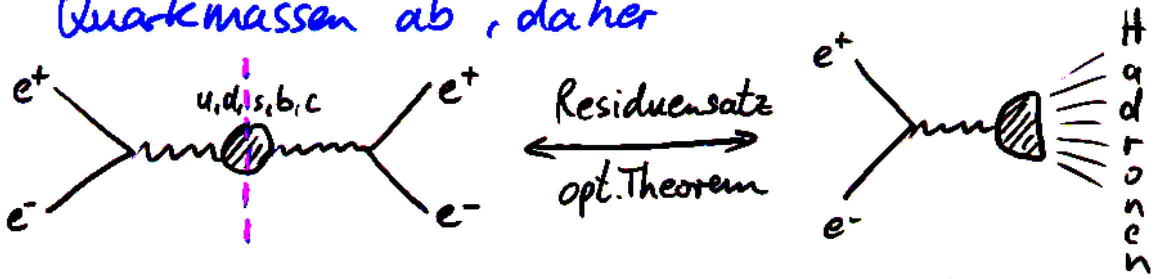
$$m_W^2 = \underbrace{\frac{\pi \alpha_{em}}{\sqrt{2}\, G_F \sin^2\theta_W}}_{\text{Born-Term}} \cdot \underbrace{\frac{1}{1-\Delta r}}_{\text{Schleifenkorrekturen}} \quad \text{und} \quad \sin^2\theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$$

▷ Schleifenkorrekturen

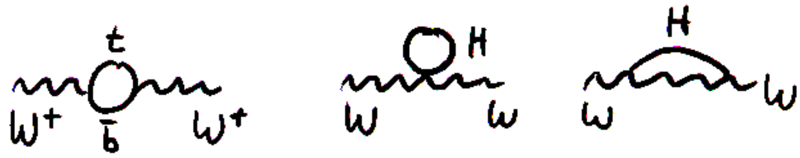
□ QED:



hadronischer Beitrag hängt von schlecht bekannten Quarkmassen ab, daher



□ elektroschwach:



top-Quarkmasse und Higgs-Bosonmasse liefern relevante Korrekturen

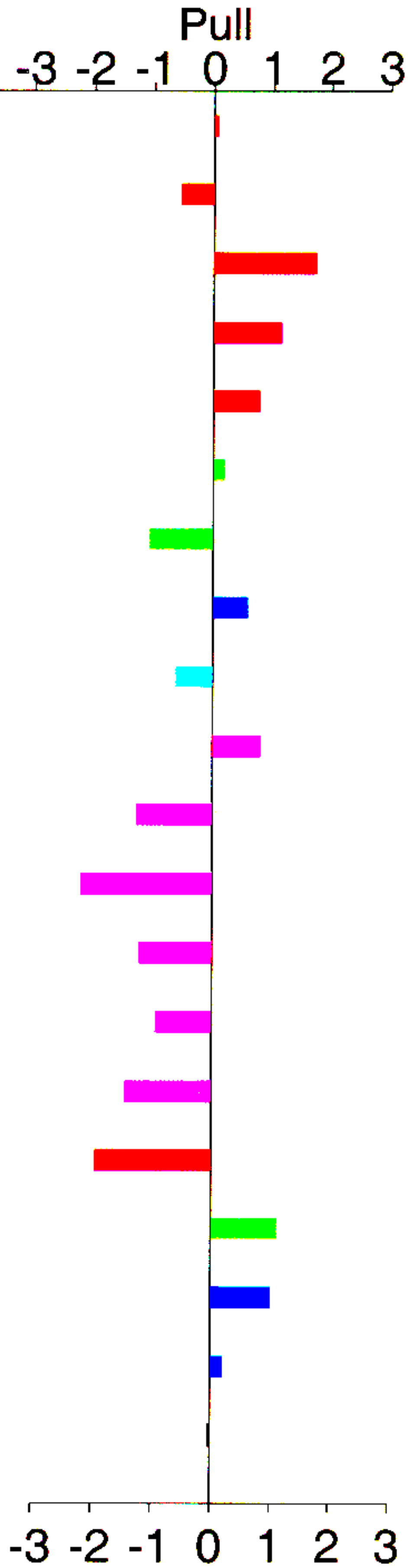
⟹ Vergleich: $m_W^{direkt} \leftrightarrow m_W^{indirekt}$ testet Schleifenkorrekturen

außerdem: Informationen über Higgs-Bosonmasse

Resultate des SM-Fits

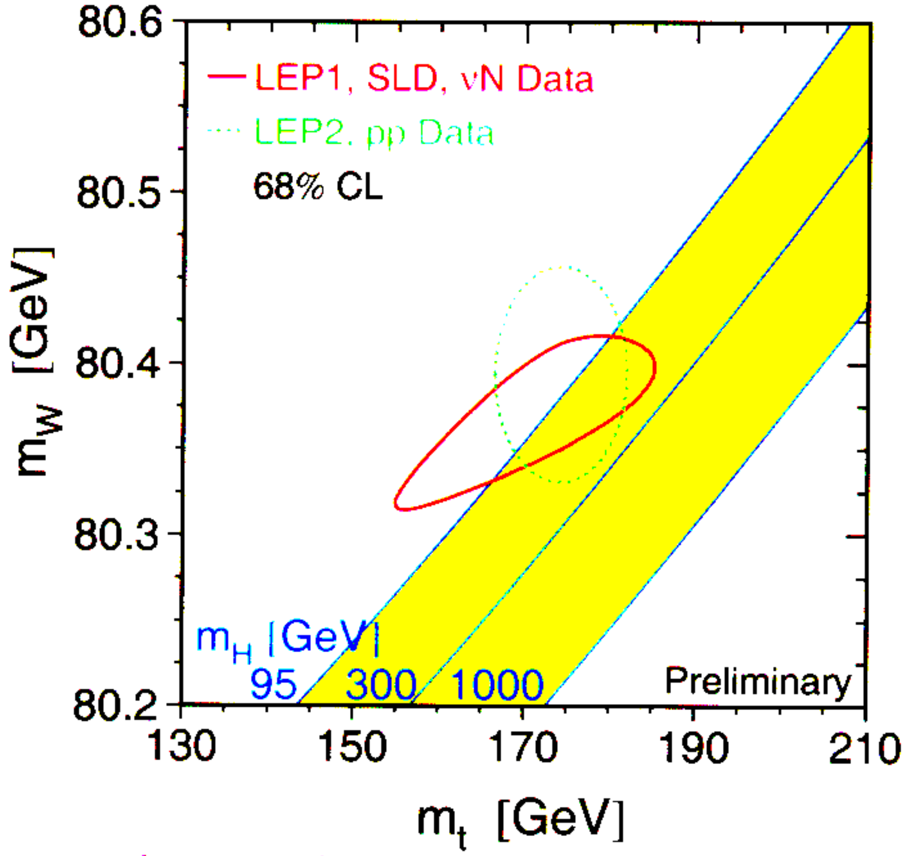
Stanford 1999

	Measurement	Pull
m_Z [GeV]	91.1871 ± 0.0021	.08
Γ_Z [GeV]	2.4944 ± 0.0024	-.56
σ^0_{hadr} [nb]	41.544 ± 0.037	1.75
R_e	20.768 ± 0.024	1.16
$A^{0,e}_{fb}$	0.01701 ± 0.00095	.80
A_e	0.1483 ± 0.0051	.21
A_τ	0.1425 ± 0.0044	-1.07
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.2321 ± 0.0010	.60
m_W [GeV]	80.350 ± 0.056	-.62
R_b	0.21642 ± 0.00073	.81
R_c	0.1674 ± 0.0038	-1.27
$A^{0,b}_{fb}$	0.0988 ± 0.0020	-2.20
$A^{0,c}_{fb}$	0.0692 ± 0.0037	-1.23
A_b	0.911 ± 0.025	-.95
A_c	0.630 ± 0.026	-1.46
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.23099 ± 0.00026	-1.95
$\sin^2\theta_W$	0.2255 ± 0.0021	1.13
m_W [GeV]	80.448 ± 0.062	1.02
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	.22
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02804 ± 0.00065	-.05



Vergleich: indirekte $\leftrightarrow$ direkte m_W, m_{top}

$m_W^{indirekt}$ aus G_F-Relation im Standard Modell

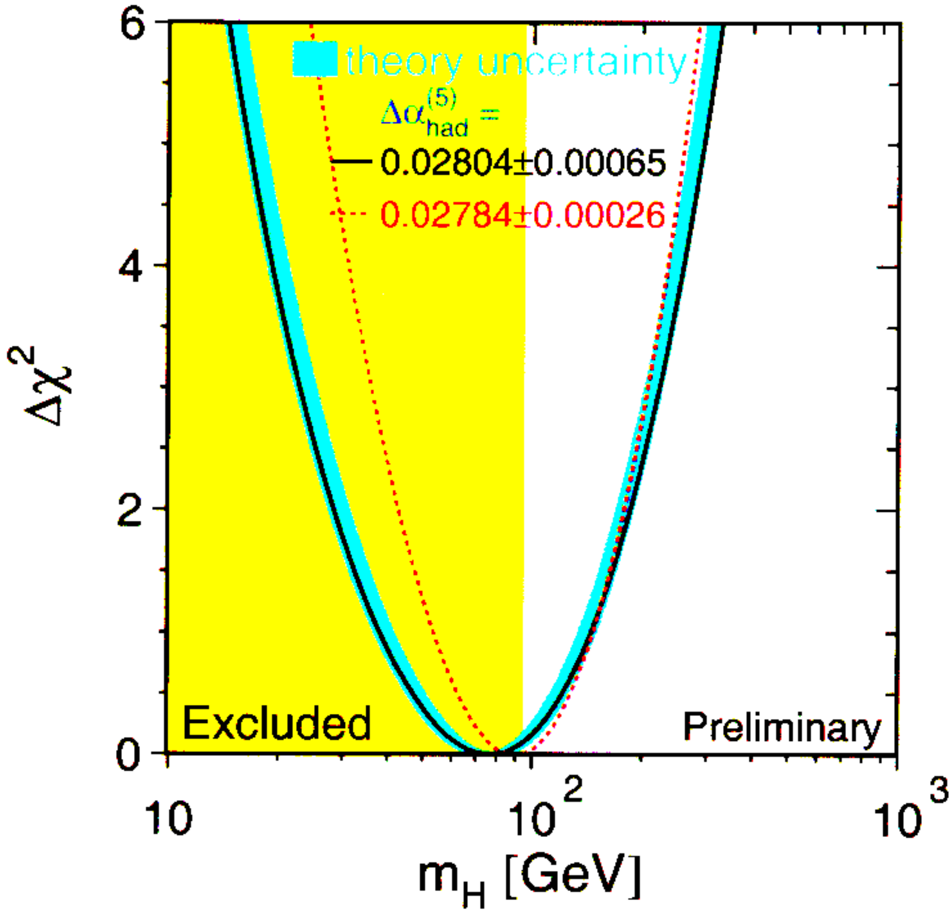


$\Rightarrow$ **Konsistenz!**

	indirekt	direkt
m_W	80.356 ± 0.035 GeV	80.394 ± 0.042 GeV
m_{top}	$167 \, {}^{+12}_{-9}$ GeV	174.3 ± 5.1 GeV

Higgs-Bosonmasse aus indirekten Messungen

insbesondere m_W und $\sin^2\Theta_W$ sind von m_H abhängig



⇒ Fit ergibt :

$m_H = 92 {}^{+78}_{-45}$ GeV

⇒ $m_H < 215$ GeV als 95% obere Grenze

direkte Suche :

$m_H \gtrsim 95$ GeV als 95% untere Grenze

Wenn SM OKAY, dann muß Higgs-Boson leicht sein!

Entdeckung bei LEP II noch möglich ?!

HIGGS

Higgs-Boson im SM

$W^\pm$ und Z-Eichbosonen erhalten Masse durch den "Higgs-Mechanismus" (Weinberg und Salam 1967)

d.i. spontane Symmetriebrechung (SSB) von $U(1) \times SU(2)$ durch ein neues (von Hand eingeführtes) skalares Feld (Higgs), das im energetisch tiefsten Zustand von Null verschieden ist und den Gesamt-Kosmos zu allen Zeiten mit einem Vakuumfeld $v = \text{const.} \neq 0$ ausfüllt

SSB: Grundgesetze (Lagrangedichte, Feldgleichungen) sind symm., die speziellen betrachteten Lösungen sind nicht symmetrisch

Higgsfeld koppelt an Leptonen, Quarks und die Eichfelder $\vec{W}_\mu$, B_μ. Leptonen und Quarks erhalten Masse dadurch, daß sie im Vakuum-Higgsfeld eine "potentielle Energie" haben

z.B. fürs Elektron $f_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_e \Psi_e = m_e \bar{\Psi}_e \Psi_e \Rightarrow m_e = f_e \frac{v}{\sqrt{2}}$

Die Yukawa-Kopplung f_e und der Vakuumerwartungswert v des Higgsfeldes können nicht berechnet werden

Die Eichbosonmassen sind durch die Kopplungskonstanten g_W und g_Z gegeben:

$$m_W = g_W \cdot \frac{v}{2} \quad ; \quad m_Z = g_Z \cdot \frac{v}{2}$$

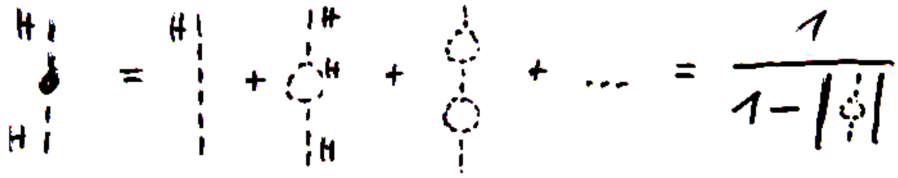
Theoretische Massengrenzen fürs Higgs-Boson

Higgs-Masse : $m_H = v \cdot \sqrt{2\lambda}$

wobei die quartische Kopplung λ ein freier Parameter ist

- Obere Grenze für m_H aus Laufen der Kopplung λ

betrachte:



$$\Rightarrow \quad \lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2)\ln\left(2\mu^2/v^2\right)}$$

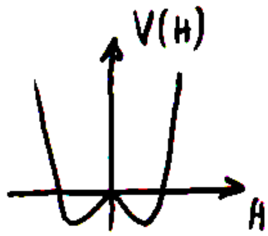
Hat Landau-Pol für $\mu \equiv \Lambda = \frac{v}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda}\right)$

(Analog zum Landau-Pol der QED & QCD)

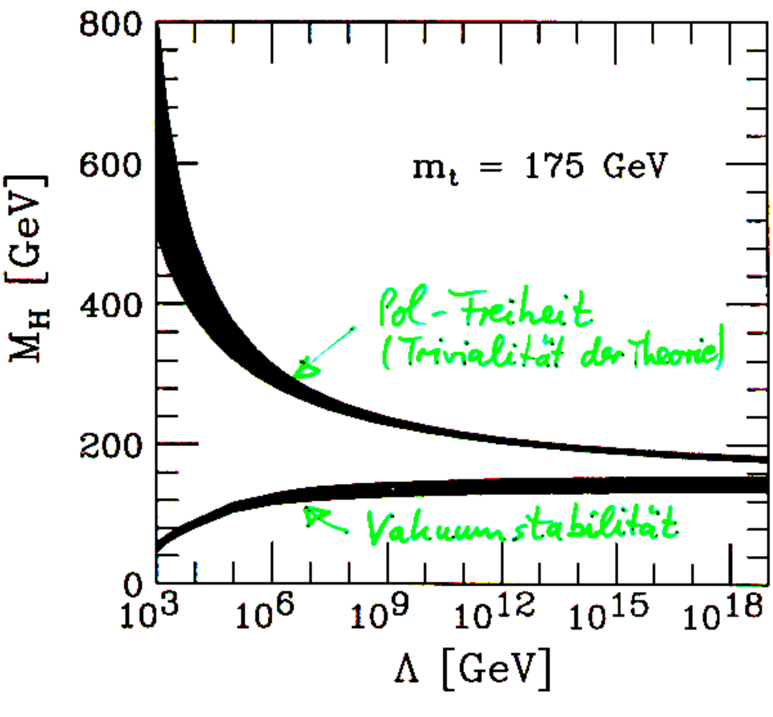
$$\Rightarrow \quad m_H < \Lambda$$

- Untere Grenze aus Vakuumstabilität

d.h. es gibt kein Minimum im Higgs-Potential, das niedriger liegt als das elektroschwache Minimum



$\}\Rightarrow$



$\Rightarrow$ für $m_H \simeq 160-180$ GeV könnte SM bis zur Skala der Gravitation $\Lambda_{Planck} = 10^{19}$ GeV gelten

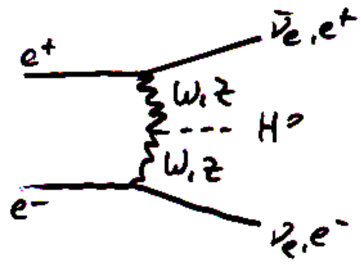
Higgs-Produktion in e^+e^--Vernichtung

SM-Higgs:

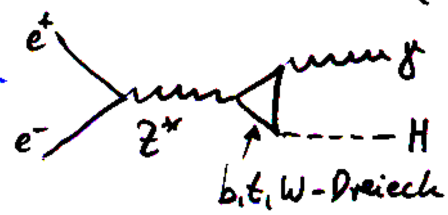
- dominant durch Higgs-Strahlung produziert

hat kinematische Grenze bei $m_H \simeq \sqrt{s} - m_Z$

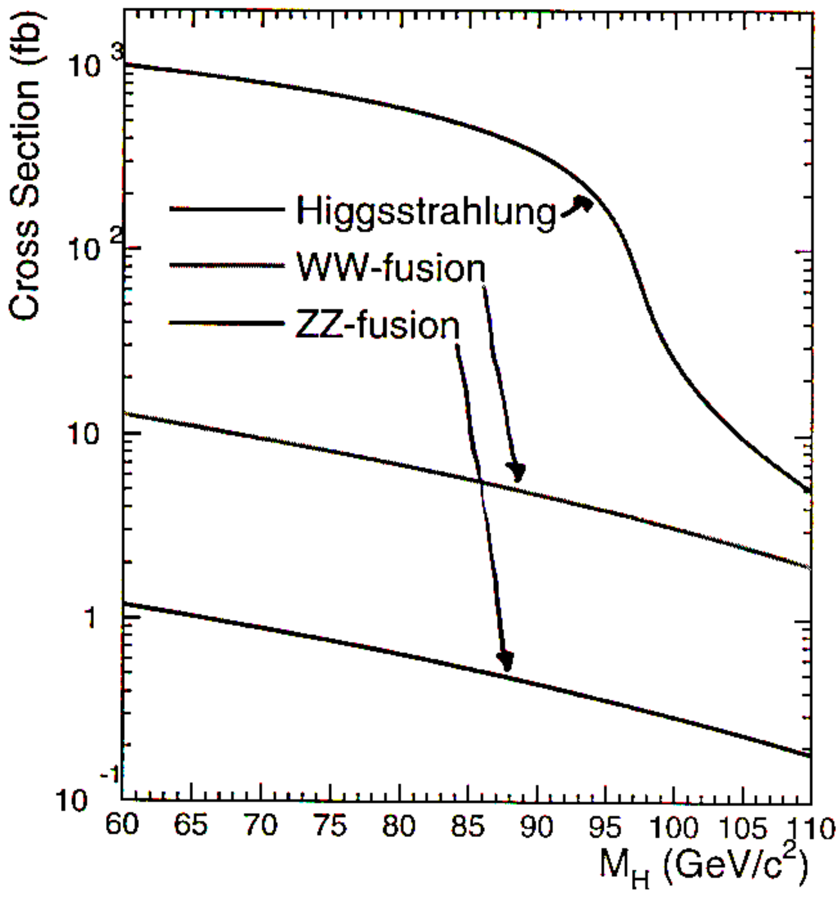
- kleinere Beiträge durch WW- und ZZ-Fusion ohne kinemat. Grenze



- kleinere Beiträge durch $H\gamma$-Produktion



$\Rightarrow$ z.B. für $m_H = 95$ GeV @ $\sqrt{s} = 200$ GeV



Eigenschaften des Higgs-Bosons

- SM-Higgs: partielle Zerfallsbreite

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} \cdot m_f^2(m_H) \cdot m_H \cdot N_c \cdot (1 + \delta_{QCD})$$

N_c: Farbfaktor $\begin{cases} = 1 & \text{Leptonen} \\ = 3 & \text{Quarks} \end{cases}$

$m_f(m_H)$ ist die Fermionmasse bei m_H-Energieskala

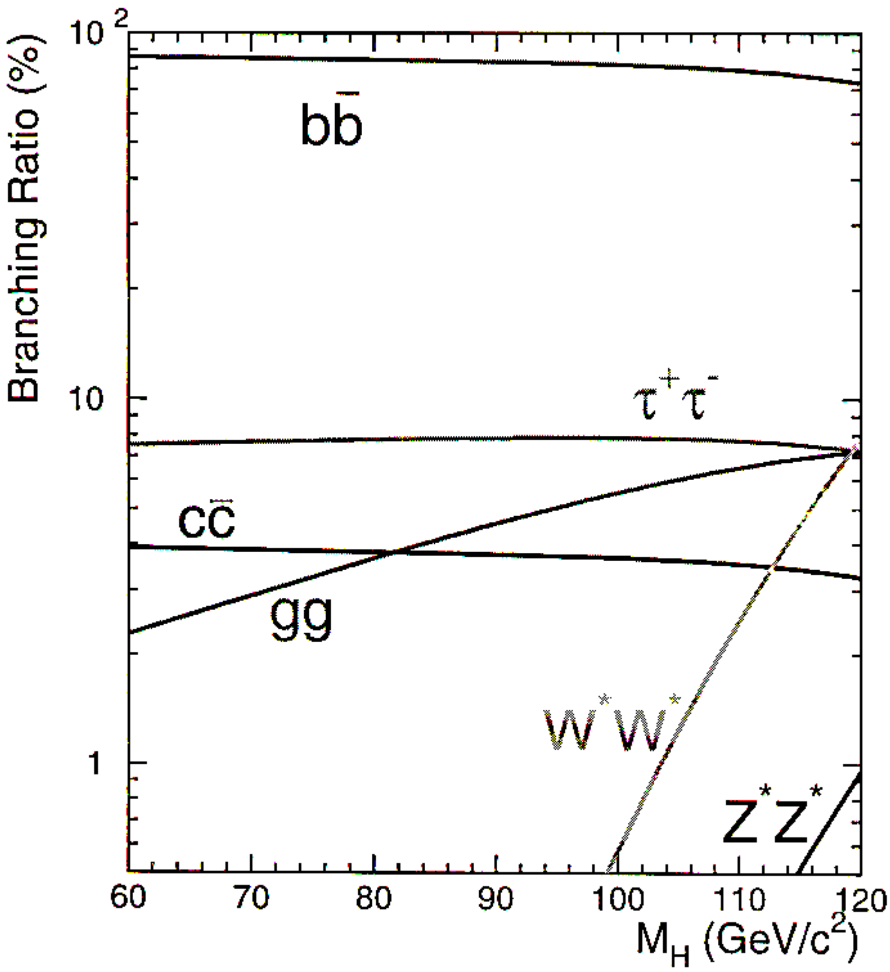
z.B. $m_\tau = 1.78\,\text{GeV}$

$\left.\begin{array}{l} m_c(m_H) \simeq 0.6\,\text{GeV} \\ m_b(m_H) \simeq 2.9\,\text{GeV} \end{array}\right\}$ "laufende Quarkmassen" (folgt später)

$\Rightarrow$ Verzweigungsverhältnisse

dominante Zerfälle: $B(H \to b\bar{b}) \simeq 85\%$

$B(H \to \tau^+\tau^-) \simeq 8\%$



- totale Breite

$\Gamma_H \simeq \mathcal{O}(10\,\text{MeV})$

für $m_H \simeq 100\,\text{GeV}$

Higgs-Suche: Topologien bei LEP

$HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$, $b\bar{b}\ell^+\ell^-$, $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ und $b\bar{b}\tau^+\tau^- | \tau^+\tau^- q\bar{q}$
$(\ell = e, \mu)$

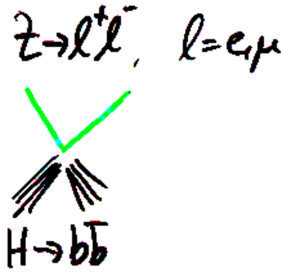
$BR = 61\%$, 6%, 17% und 8%

- 

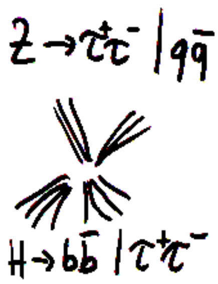
  ▷ 4-Jets
  ▷ Energie- & Impulserhaltung
  ▷ 2 b-Quarkjets gegenüber 2-Jetsystem mit Z-Masse (→ kinemat. Fit)
  ▷ Effizienz 30-40%, $BR \simeq 61\%$

- 

  ▷ Fehlende Energie
  ▷ 2 b-Quarkjets gegenüber Rückstoßmasse von m_Z
  ▷ Effizienz 30-40%, $BR \simeq 17\%$

- 

  ▷ 2 energiereiche Leptonen mit Masse von m_Z gegenüber 2-Jetsystem
  ▷ klarer Kanal mit 50-60% Effizienz, $BR \simeq 6\%$

- 

  ▷ 2 τ-Jets gegenüber 2-Jetsystem
  ▷ eines der 2-Jetsysteme mit Masse von m_Z
  ▷ Effizienz $\simeq 30\%$, $BR \simeq 8\%$

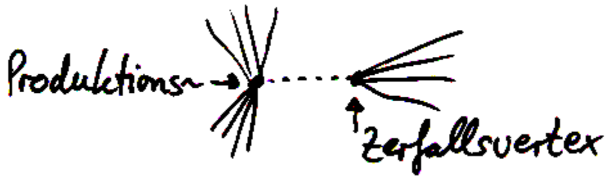
b-Jet-Identifikation

... wichtig, um Higgs-Boson im LEP zugänglichen Massenbereich zu identifizieren

Erheblicher Aufwand für b-Jet-Identifikation betrieben:

- Sekundärvertices: b-Hadronlebensdauer $\simeq 1.5\,ps$
  $\longrightarrow$ Fluglängen von mehreren Millimeter

  Außerdem: hohe Masse des Vertex



- Impaktparameter: Teilchenspuren aus Zerfällen extrapolieren nicht auf Produktionsvertex zurück

kürzester Abstand zum Produktions-vertex = Impaktparameter

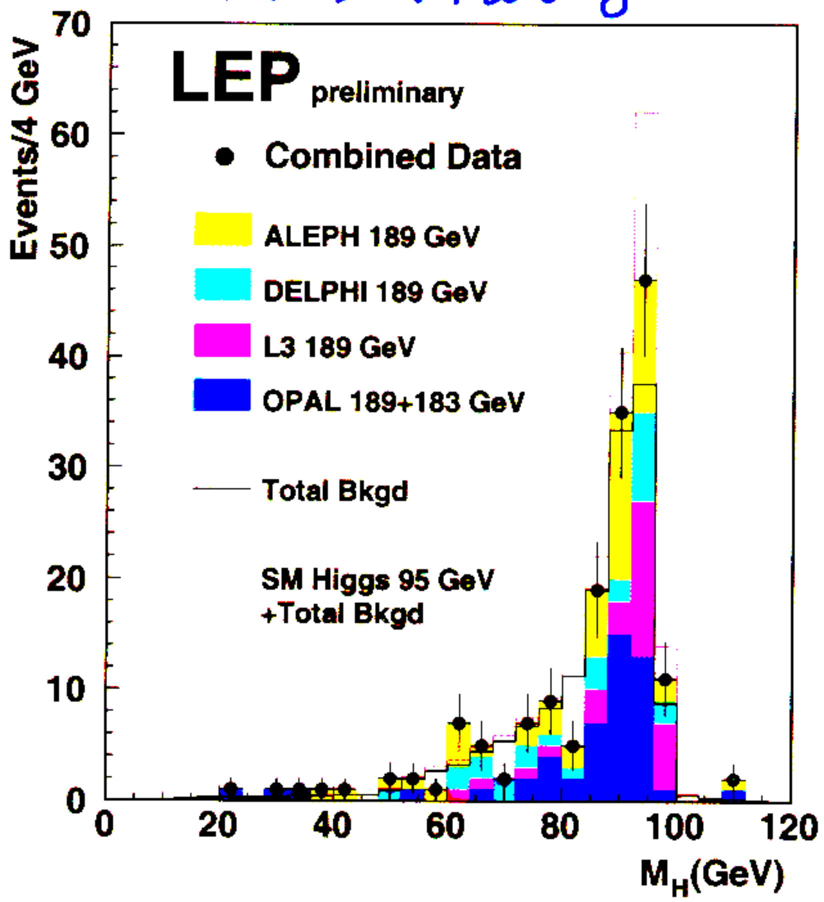
- Zerfallslepton mit hohem Transversalimpuls p_t zur Jetachse
  Zerfall: $b \rightarrow c\,\ell\,\nu$, $\ell = e, \mu$ erhält Lepton großen Transversalimpuls aufgrund der Massendiff. von b- und c-Quark

- Fragmentation $\rightarrow$ kinemat. Größen:
  z.B. Impulsspektrum der b-Zerfallsprodukte etwas zu geringeren Impulsen verschoben wegen: $b \rightarrow c \rightarrow s$ Kaskade

Alle Informationen in Neuronalen Netzen und Likelihood-Fits vereinigt $\Longrightarrow$ $\simeq 50\%$ Effizienz bei $\leq 8\%$ Verunreinigung

Massenverteilung der Higgs-Kandidaten

Man findet Kandidaten für HZ mit einer Massenverteilung



Untergrund aus $q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, W^+W^-, $W^\pm e^\mp \nu_e$, Ze^+e^-, ...

irreduzibel $\mathcal{B}(ZZ \to b\bar{b}f\bar{f}) \simeq 22\%$

und $\sigma(e^+e^- \to ZZ) \simeq 0.8\,\text{pb}$

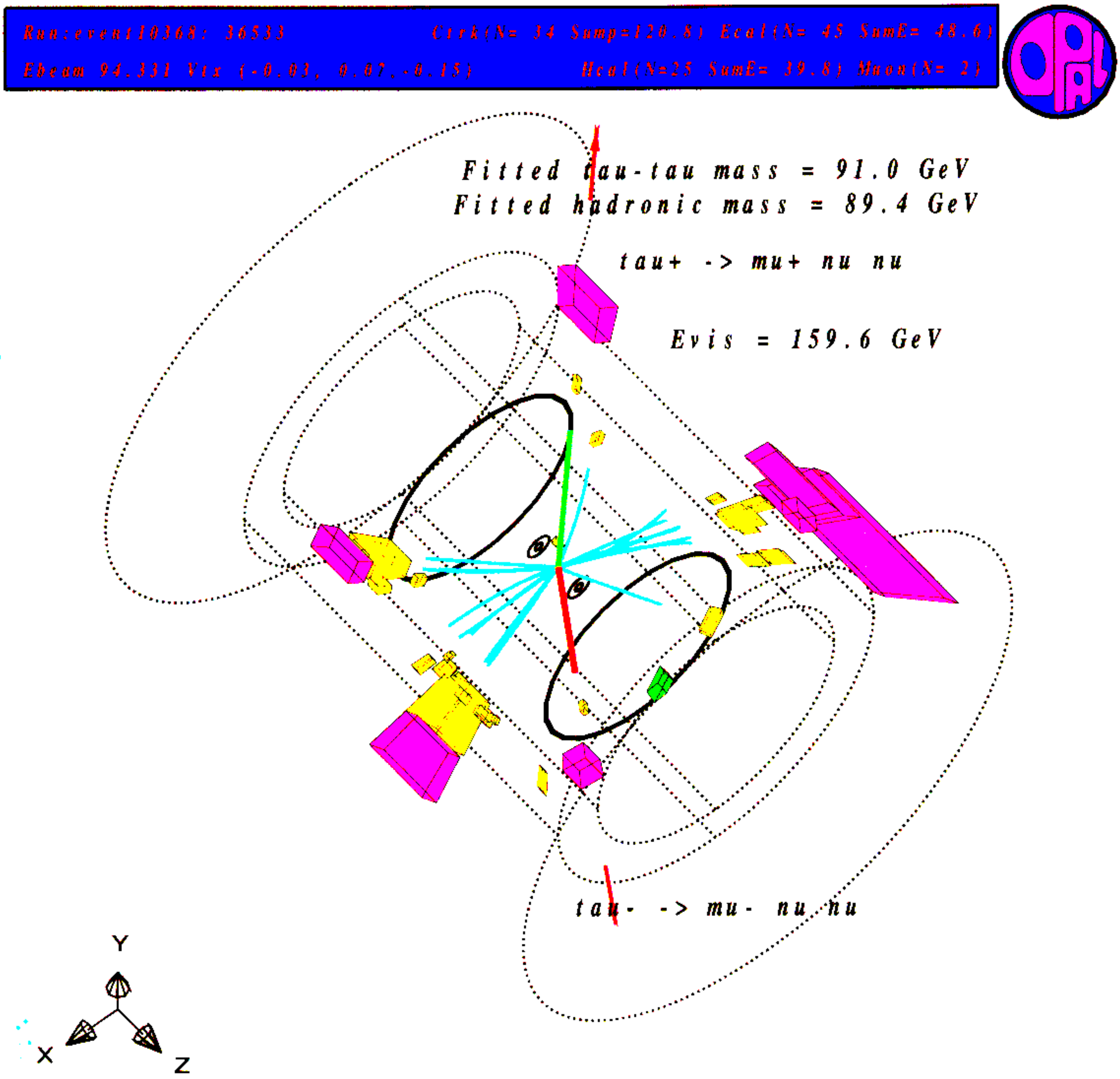
während $\mathcal{B}(HZ \to b\bar{b}f\bar{f}) \simeq 85\%$

und $\sigma(e^+e^- \to HZ) \simeq 0.3\,\text{pb}$

für $m_H = 95\,\text{GeV}$ und $\sqrt{s} \simeq 196\,\text{GeV}$

$\longrightarrow$ kein Anzeichen für Higgs-Produktion

Ein Higgs-Kandidat



Higgs-Massengrenze

- übliche Methode:

  Wenn $N_{erwartet}(m_H) \geq N_{95}(m)$, dann H-Boson mit Masse $m \leq m_H$ mit 95% CL ausgeschlossen

  N_{95} berechnet sich aus N_{beob} und $N_{Untergr.}$, wobei
  - Poisson-Statistik des Untergrundes
  - und systematische Unsicherheiten

  berücksichtigt werden; $N_{erwartet} = \sigma_{erwartet}(m_H) \cdot \int \mathcal{L} dt \cdot \varepsilon(m_H)$

- erwartete Grenze:

  Abschätzung der experimentellen Sensitivität auf Higgs-Boson mit Masse m_H:
  "Gedanken"-Untergrund-Experimente und "Messung" der CL-Werte.

  Sensitivität eines Experiments in Abhängigkeit von m_H:

$$\langle CL_{signal}(m_H)\rangle := \langle 1 - CL(m_H)\rangle$$

  Erwartetes Limit ist m_H mit $\langle CL_{signal}(m_H)\rangle = 5\%$

  $\Rightarrow$ Vergleichbarkeit verschiedener Experimente

Erinnerung: Poisson-Statistik und CL

Poisson-Statistik: kleine Ereigniszahlen

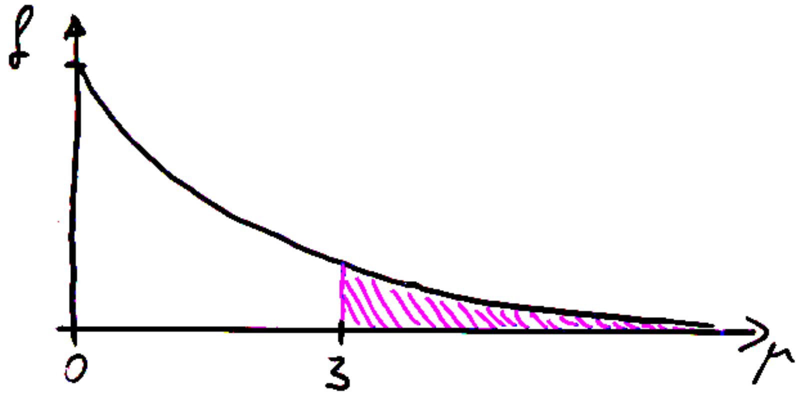
Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion

$$f(\mu, r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!}$$

μ: Erwartungswert; r: Beobachtung $(r = 0, 1, 2, \ldots)$

z.B. für $r = 0$ (kein beobachteter Kandidat):

$f(\mu) = e^{-\mu}$



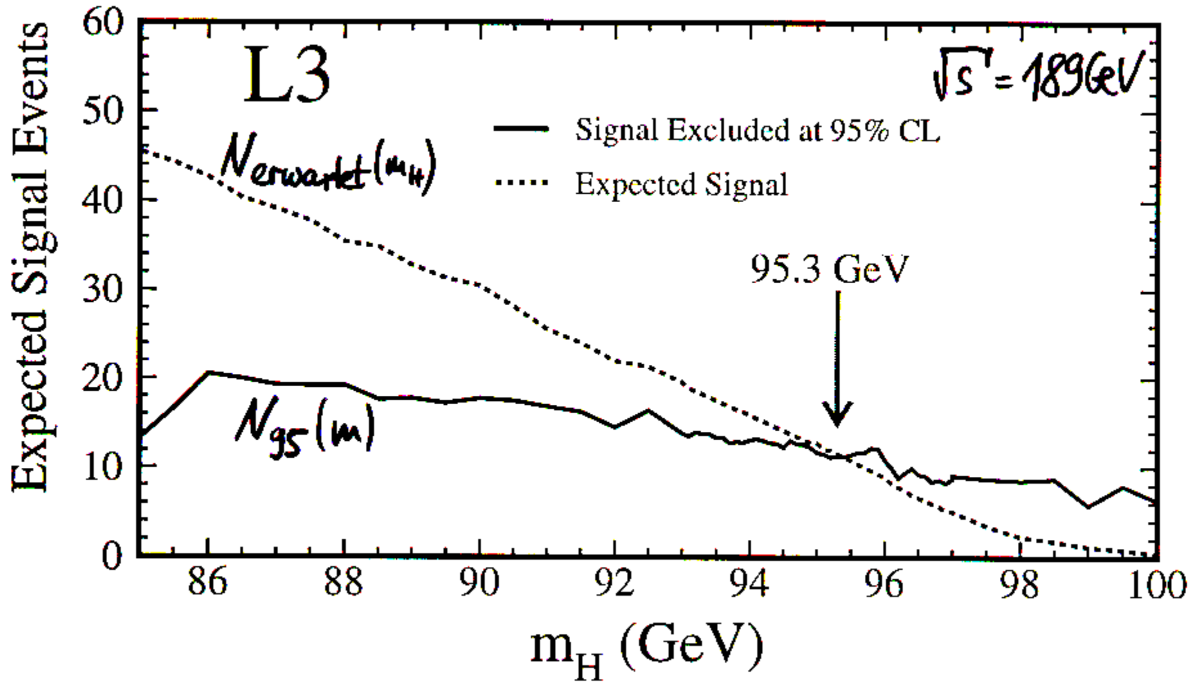
Für $\mu \approx 3$ ist $f(\mu) \simeq 0.05$

$\Rightarrow$ 5% Wahrscheinlichkeit für $r' > 3$ oder

95% Wahrscheinlichkeit für $r' < 3$ (95% CL)

SM-Higgs-Massengrenzen

einzelnes Experiment



Kombination aller LEP-Experimente:

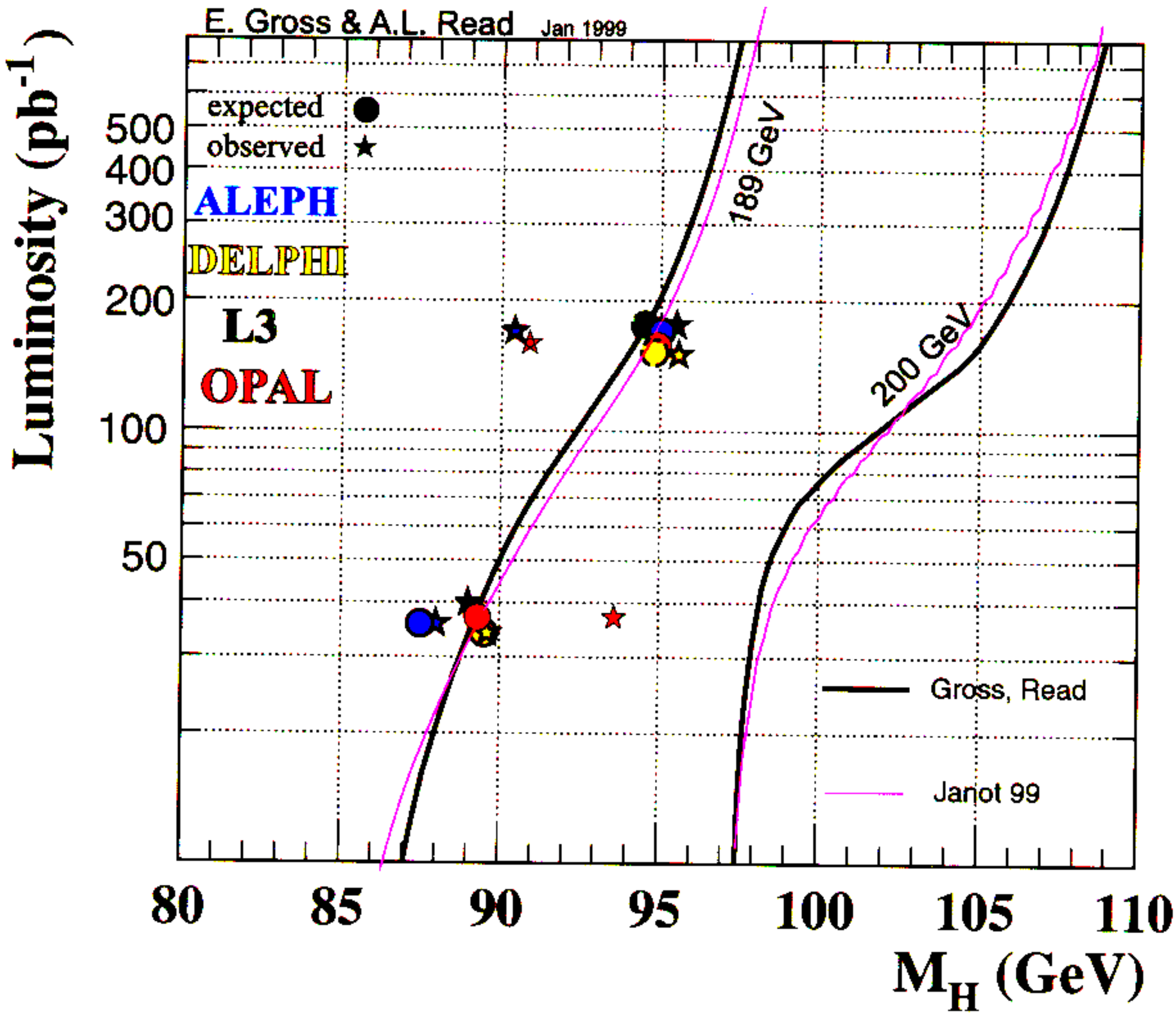
$$\sqrt{s} = 189\,GeV \; ; \; \int \mathcal{L}\,dt = 691\,pb^{-1}$$

$$\Rightarrow \quad m_H > 95.2\ GeV \quad @\ 95\%\ CL$$

(Sensitivität bis 97.2 GeV)

neu! LEP II bis 196 GeV $\quad m_H > 102.5\ GeV$

SM-Higgs-Suche mit LEP in 1999/2000



bei $\sqrt{s} = 200$ GeV und $\int \mathcal{L}\,dt = 600\ pb^{-1}$ (alle Exp.)

$\Rightarrow$ Sensitivität auf Higgs-Boson bis

$m_H \simeq 108$ GeV

bedenke $m_H \lesssim 215$ GeV aus el. schwachen Fit

NB.: Höhere $\sqrt{s}$ steigern Sensitivität mehr als höhere $\int \mathcal{L}\,dt$ bei geringerem $\sqrt{s}$

SUSY

Über das SM hinaus: Supersymmetrie (SUSY)

Motivation für Erweiterungen des SM:

- Anzahl der freien Parameter im SM:

$\alpha_{em}, m_Z, m_W, m_H$	4	
m_f	9	(falls $m_\nu = 0$)
α_s	1	
CKM Matrix	3+1	
	Σ 18	

+ möglicherweise weitere Parameter (Neutrinomassen, ~mischungsmatrix)

- und offene Fragen
  (1) Warum 6 Quarks und 6 Leptonen?
  (2) Ursprung der (Quark)-Flavourmischung und CP-Verletzung
  (3) Vereinheitlichung der Wechselwirkungen und Gravitation?
  (4) Warum 3 Farben?

  ...

- SM ist nicht asymptotisch frei

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \ln Q^2/\mu^2}$$

hat Pol bei $Q = \mu \cdot \exp\left(\frac{3\pi}{\alpha_{em}}\right) \sim 10^{550}\,\text{GeV}$

jenseits der Planckmasse $m_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \simeq 10^{19}\,\text{GeV}$

$\rightsquigarrow$ SM: Approximation einer fundamentaleren Theorie bei kleinen Energien?

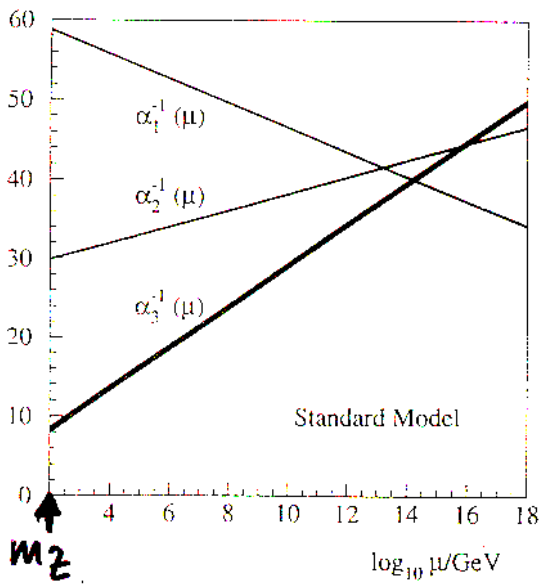
Vereinheitlichung der Kopplungen bei GUT-Skala

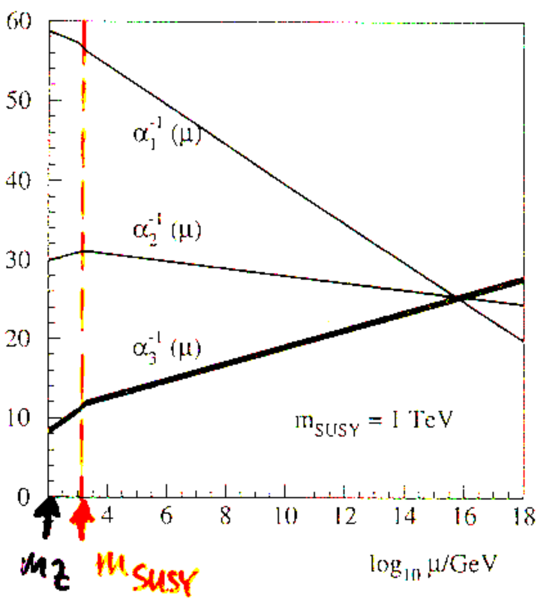
renormierte Kopplungen des SM sind energieabhängig.
berechenbar durch Renormierungsgruppen-Gleichung (RGE)

Parametrisierung der SM-Kopplungskonst. für eine GUT (große vereinheitlichte Theorie):

$$\alpha_1 = \frac{5}{3}\frac{\alpha_{em}}{\cos^2\theta_W} \; ; \quad \alpha_2 = \frac{\alpha_{em}}{\sin^2\theta_W} \; ; \quad \alpha_3 = \alpha_s$$

J. Mnich / Physics Reports 271 (1996) 181–266





Vereinigung der Kopplungen durch geeignete zusätzl. Schwelle

Anpassung: Vereinigung bei $10^{16\pm1}$ GeV
Schwelle bei $10^{3\pm1}$ GeV

Schwelle $\hat{=}$ Skala der neuen physikalischen Prozesse ($\rightsquigarrow$ Teilchen)

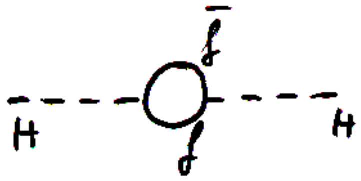
Hierarchie und Natürlichkeit

Neue Physik bei $\Lambda = m_{GUT} = 10^{16}\,\mathrm{GeV}$ oder bei $m_{Pl} = 10^{19}\,\mathrm{GeV}$

Aber warum el. schwache Skala $m_W \ll m_{GUT}, m_{Pl}$?

$\rightsquigarrow$ Hierarchie-Problem durch sehr unterschiedliche Massenskalen

Betrachte Fermionschleifenkorrekturen zum Higgs



$$\Longrightarrow \quad m_H^2(m_W) = m_H^2(\Lambda) + c\, g_W^2 \Lambda^2$$

Gilt generell in Modellen mit 1 fundamentalen Boson

Falls $m_H \ll \Lambda$ $\Longrightarrow$ Feinabstimmung der Parameter oder

$c = 0 \rightsquigarrow m_H(m_W) = m_H(\Lambda)$

$\Longrightarrow$ natürlicher Wert $m_H = \mathcal{O}(m_W)$

Im SUSY ist $c = 0$!

Fermionschleifen werden durch skalare Partner kompensiert

und $\Lambda_{SUSY} \simeq 1\,\mathrm{TeV}$

SUSY

Vorteile:
- Sehr nah dem SM
- Löst das Hierarchie-Problem des SM
- Man kann die Theorie rechnen
- sagt viele neue Teilchen vorher

...

Struktur des minimal super-sym. SM (MSSM)

- Teilchen:

Spin 0		Spin 1/2		Spin 1
$\tilde{l}, \tilde{\nu}$	(skalare Leptonen)	l, ν		
$\tilde{q}$	(skalare Quarks)	q		
		$\tilde{g}$	(Gluino)	g
		$\tilde{\gamma}$	mischen zu	γ
H, h, A		$\tilde{H}, \tilde{Z}$	Neutralinos	Z
		$\tilde{h}$	$\tilde{\chi}^0_i$	
$H^\pm$		$\tilde{H}^\pm$	mischen zu	
		$\tilde{W}^\pm$	Charginos $\tilde{\chi}^\pm_j$	$W^\pm$

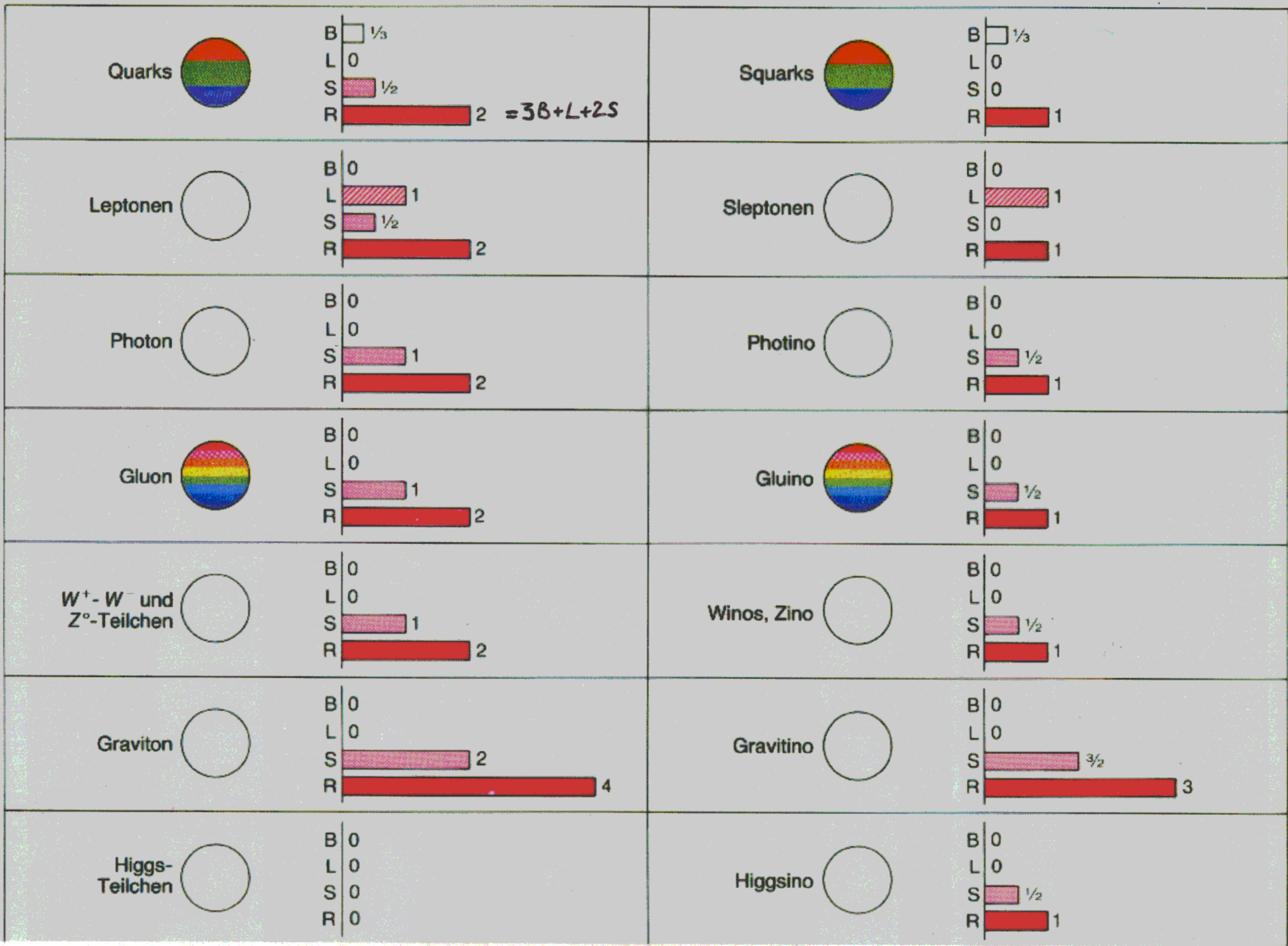
dabei $m(\tilde{\chi}^\pm_1) < m(\tilde{\chi}^\pm_2)$

und $m(\tilde{\chi}^0_1) < m(\tilde{\chi}^0_2) < m(\tilde{\chi}^0_3) < m(\tilde{\chi}^0_4)$

- mindestens <u>zwei</u> Higgs-Dubletts $\longrightarrow$ $8-3=5$ Higgs-Teilchen
  H, h, A, H^+, H^-

- R-Parität ist erhalten $R = (-1)^{3B+L+2S}$ Baryon-, Leptonzahl, Spin

$\Rightarrow$ SUSY-Paarproduktion und leichtestes SUSY-Teilchen (LSP) stabil


Quarks
B 1/3
L 0
S 1/2
R 2
=3B+L+2S
Squarks
B 1/3
L 0
S 0
R 1
Leptonen
B 0
L 1
S 1/2
R 2
Sleptonen
B 0
L 1
S 0
R 1
Photon
B 0
L 0
S 1
R 2
Photino
B 0
L 0
S 1/2
R 1
Gluon
B 0
L 0
S 1
R 2
Gluino
B 0
L 0
S 1/2
R 1
W^+- W^- und
Z°-Teilchen
B 0
L 0
S 1
R 2
Winos, Zino
B 0
L 0
S 1/2
R 1
Graviton
B 0
L 0
S 2
R 4
Gravitino
B 0
L 0
S 3/2
R 3
Higgs-
Teilchen
B 0
L 0
S 0
R 0
Higgsino
B 0
L 0
S 1/2
R 1

MSSM-Parameter

beschreiben Massen, Wirkungsquerschnitte, Verzweigungs-verhältnisse von Charginos und Neutralinos

- M_2 SU(2) Gauginomasse ($\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}$) an el. schwachen Skala (m_W)
- $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts
- μ Skala der Higgsino-Masse
- m_0 Massenskala der skalaren Fermionen $m_{\tilde{f}}(m_{GUT}) = m_0$
- A trilineare Kopplung

Parametersatz entspricht einem <u>beschränkten</u> SUSY-Modell (CMSSM), da Universalität der SUSY-Parameter an GUT (oder Supergravitations-)-Skala angenommen wird

z.B. $m_{\tilde{f}}(m_{GUT}) = m_0$

Außerdem: R-Paritätserhaltung

$\longrightarrow$ Leichtestes SUSY-Teilchen (LSP) ist stabil, neutral und trägt keine Farbe

$\rightsquigarrow$ LSP ist schwach wechselwirkend

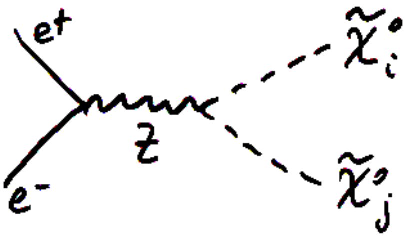
Kandidaten für LSP: $\tilde{\chi}^0_1$ oder $\tilde{\nu}$ oder Gravitino

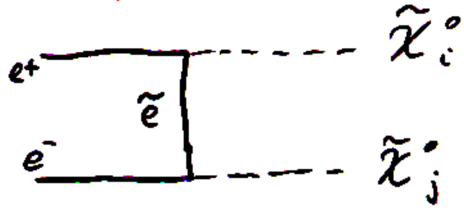
Experimentelle Signaturen

- SUSY-Produktion:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_i \tilde{\chi}^0_j \qquad i,j = 1,\dots,4$$
$$\to \tilde{\chi}^+_1 \tilde{\chi}^-_1$$
$$\to \tilde{\ell}^+ \tilde{\ell}^-$$
$$\to \tilde{q}\, \bar{\tilde{q}}$$

z.B.





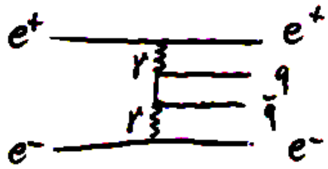
- Zerfall der SUSY-Teilchen:
  - ▷ $\tilde{\chi}^\pm_1 \to \tilde{\chi}^0_1 q\bar{q}\,,\ \tilde{\chi}^0_1 \ell\nu\,,\ \tilde{\nu}\ell$
  - ▷ $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}\,,\ \tilde{\chi}^0_1 \gamma \qquad i = 2,3,4$
  - ▷ $\tilde{\ell} \to \tilde{\chi}^0_1 \ell$

wobei LSP ($\tilde{\chi}^0_1$) ähnlich wie Neutrinos ungesehen dem Detektor entkommt $\longrightarrow$ fehlende Energie & Impuls

- Signatur und Untergrund von $\Delta M = m_{SUSY} - m_{LSP}$ abhängig

- SM-Untergrund:

2-Photon



W-Paarproduktion, radiative 2-Fermion-Endzustände, ...

Resultat der SUSY-Suche

- keine Anzeichen für Produktion supersym. Teilchen bei LEP bis $\sqrt{s} = 196$ GeV

- Anzahl der Kandidaten ist verträglich mit SM-Untergrund

- Grenzen auf Wirkungsquerschnitte und Massen

  ▶ Obere Grenzen auf WQ für $e^+e^- \to \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-, \tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-, \tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j, \ldots$
  braucht wenige Annahmen: Paarproduktion und Zerfall der supersym. Teilchen

  ▶ Untere Grenzen auf Massen und Grenzen auf Modell=parameter, d.i. Interpretation in einem Modell z.B. unter Nutzung der Beziehungen zwischen Massen, Modellparametern und Wirkungsquerschnitten

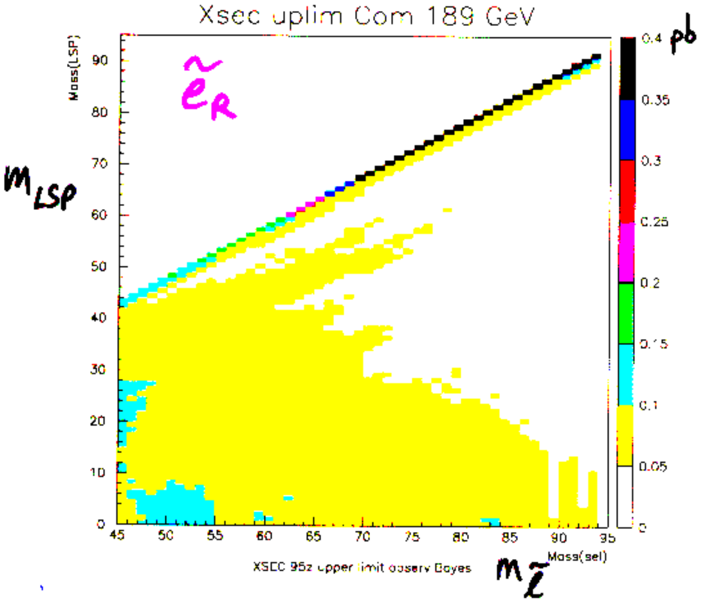
  Prinzip: Scan des Parameterraumes

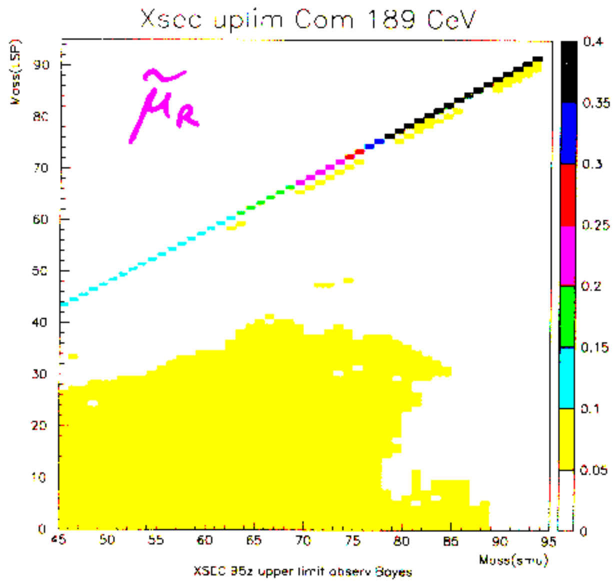
  Wähle einen MSSM-Parametersatz, berechne Wirkungsquerschnitte und vergleiche mit experimentell ausgeschlossenem WQ
  $\longrightarrow$ Ausschluß eines Punktes im Parameterraum wie z.B. einer Massenkombination

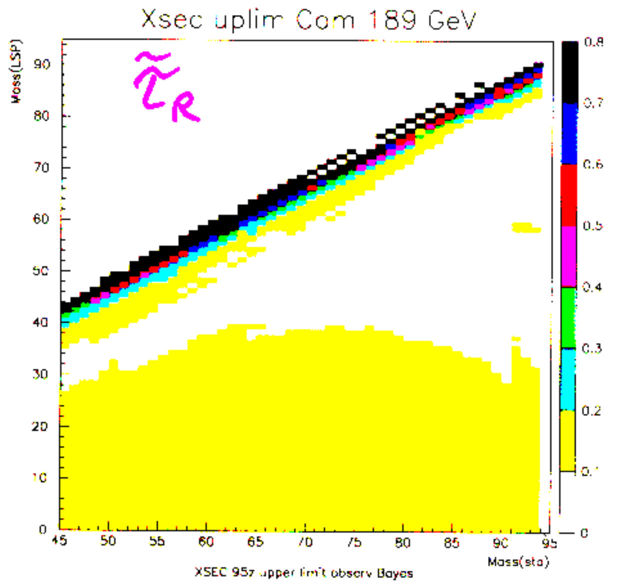
Obere Grenzen auf Wirkungsquerschnitt

$e^+e^- \to \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-$ bei $\sqrt{s} = 189$ GeV

Darstellung in $m_{\tilde{\ell}} - m_{LSP}$ - Ebene







i.a.

$\sigma(e^+e^- \to \tilde{\ell}_R^+\tilde{\ell}_R^-) < \sigma(e^+e^- \to \tilde{\ell}_L^+\tilde{\ell}_L^-)$

$\Rightarrow$ wähle Produktion rechtshändiger skalarer Leptonen für Grenzen

Beste Grenzen im Bereich mittlerer ΔM und $m_{\tilde{\ell}}$

$\Delta M \to 0$ Effizienzverlust: sichtbare Energie sehr gering

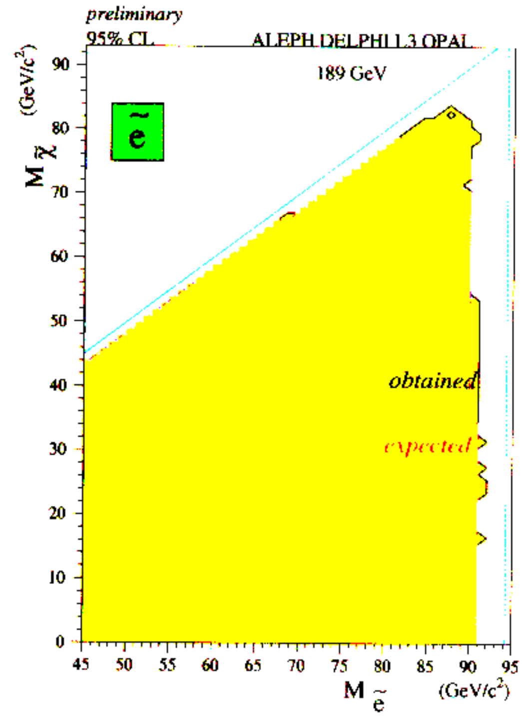
$\Delta M \to E_{beam}$ nahezu keine fehlende Energie $\rightsquigarrow$ Untergrund $e^+e^- \to \ell^+\ell^-$

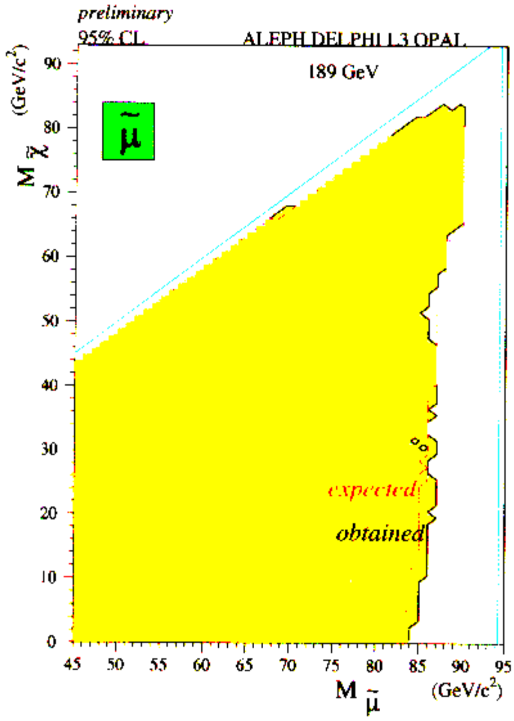
Untere Grenzen auf Massen der skalaren Leptonen

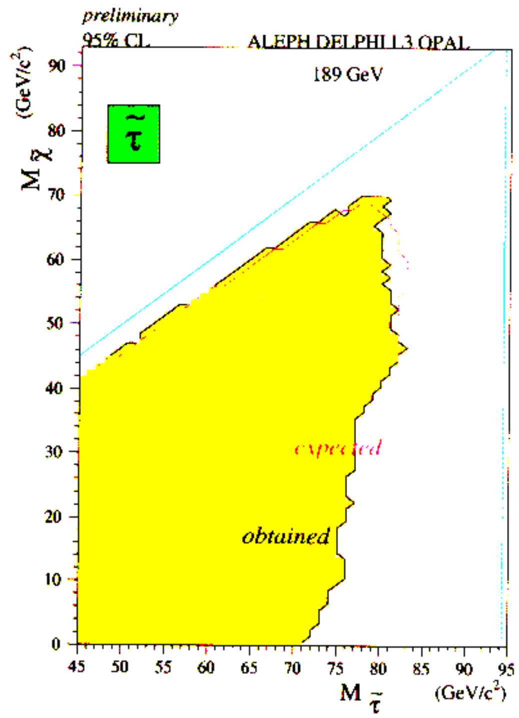
in $m_{\tilde{\chi}^0_1} - m_{\tilde{\ell}}$ Ebene für feste Parameter $\mu = -200$ GeV

und $\tan\beta = 1.5$

(an diesen Punkt sind die Massengrenzen auf Neutralinos aus der Suche nach Neutralinos und Charginos am schwächsten)





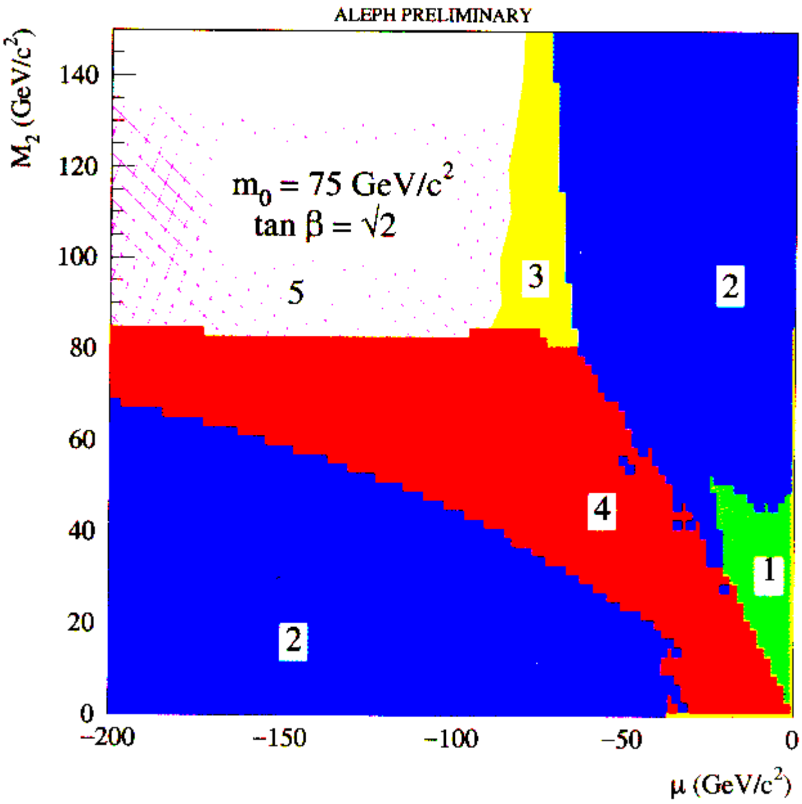


Für $\Delta M > 15$ GeV bei $\sqrt{s} = 189$ GeV

$$\left.\begin{array}{l} m_{\tilde{e}_R} > 89 \text{ GeV} \\ m_{\tilde{\mu}_R} > 84 \text{ GeV} \\ m_{\tilde{\tau}_R} > 71 \text{ GeV} \end{array}\right\} @ 95\% \text{ CL}$$

Massengrenze auf das LSP

Aus Suche nach supersym. Teilchen kann der Parameter=raum von (μ, M_2) eingeschränkt werden:



1 $\hat{=}$ LEP I

2 $\hat{=}$ $\tilde{\chi}^\pm$ (Charginos)

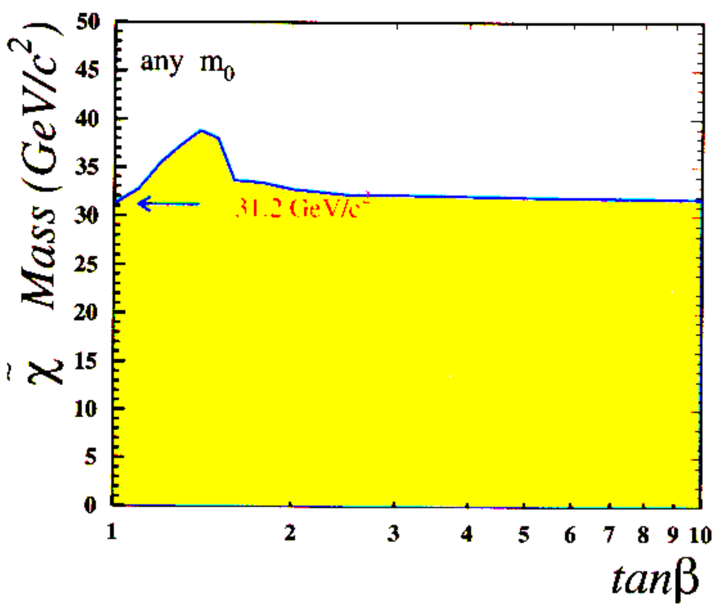
3 $\hat{=}$ $\tilde{\chi}^0$ (Neutralinos)

4 $\hat{=}$ $\tilde{\ell}$ (skalare Leptonen)

5 $\hat{=}$ Higgs-Suche

Jeder ausgeschlossene (μ, M_2)-Punkt schließt gewisse $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ aus!

Preliminary DELPHI LSP limit at 189 GeV



$\Downarrow$

LEP: $m_{\tilde{\chi}^0_1} > 32$ GeV

für alle m_0 und $\tan\beta$

(Plot gilt auch für $\tan\beta \to 1/\tan\beta$)

Der MSSM-Higgs-Sektor

2 Higgs-Dubletts mit entgegengesetzter Hyperladung, um allen Materie-Fermionen Masse zu verleihen
(außerdem Cancellation gewisser Dreiecks-Anomalien)

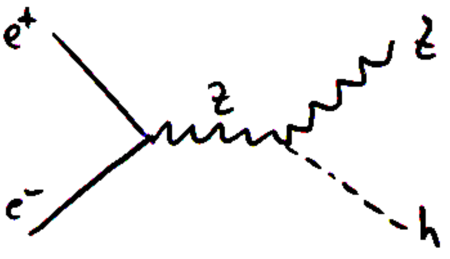
2 Dubletts $\hat{=}$ 8 Freiheitsgrade
-3 Bosonmassen $(W^{\pm}, Z)$
$\Rightarrow$ 5 Higgsteilchen

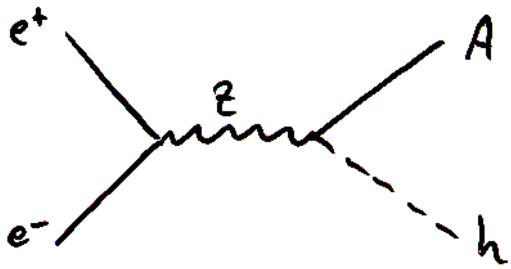
2 neutrale mit $CP = +1$: h, H $(m_h < m_H)$
1 neutrales mit $CP = -1$: A
2 geladene Higgs-Bosonen : $H^{\pm}$

Theoretische Vorhersagen

- in niedrigster Ordnung $m_h < m_Z$, $m_{H^\pm} > m_W$
- Strahlungskorrekturen $(m_{top}^4 \ldots)$ $m_h \lesssim 130\,\mathrm{GeV}$

Produktion der neutralen MSSM Higgs-Bosonen bei LEP hängt ab von $\alpha - \beta$ $\left(\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}\right.$, $\left.\alpha = \text{Higgsmischungswinkel}\right)$



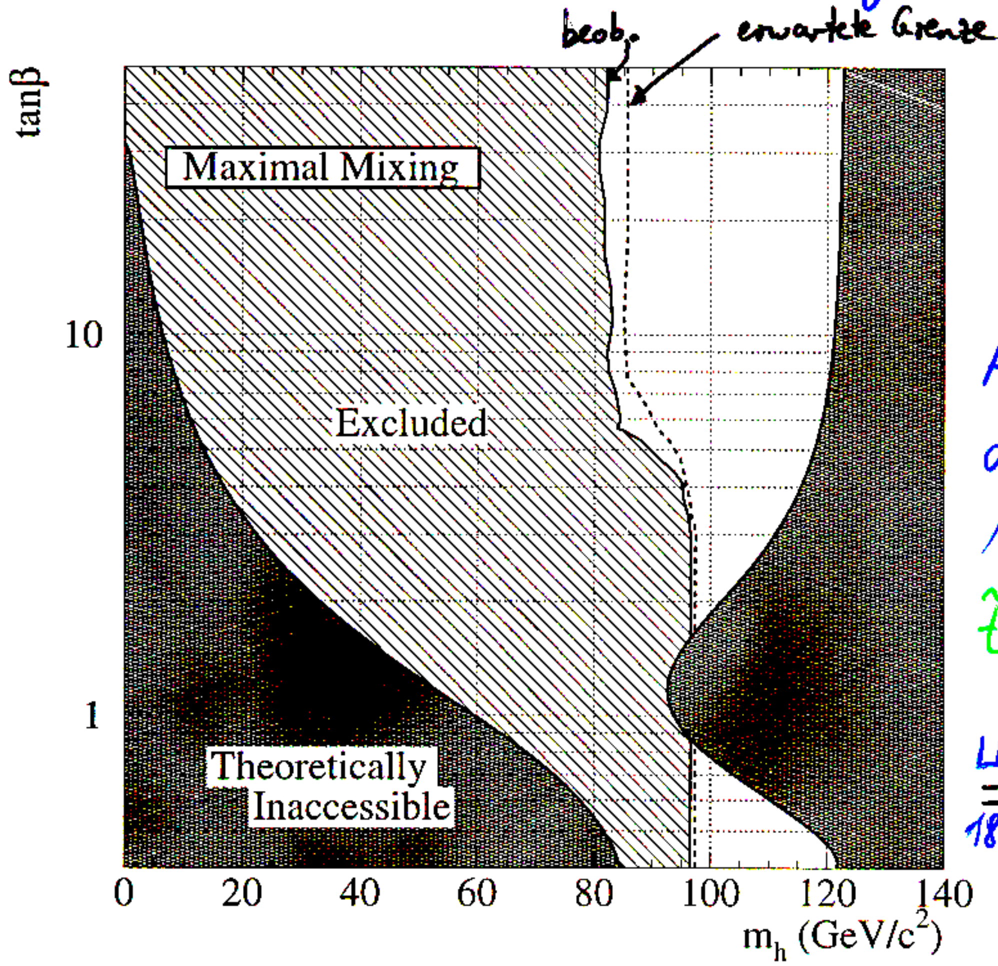


$\sigma_{hZ} = \sigma_{HZ}^{SM} \cdot \sin^2(\alpha - \beta)$

$\sigma_{hA} = \sigma_{hZ}^{SM} \cdot \lambda \cdot \cos^2(\alpha - \beta)$

(λ: kinemat. Faktor)

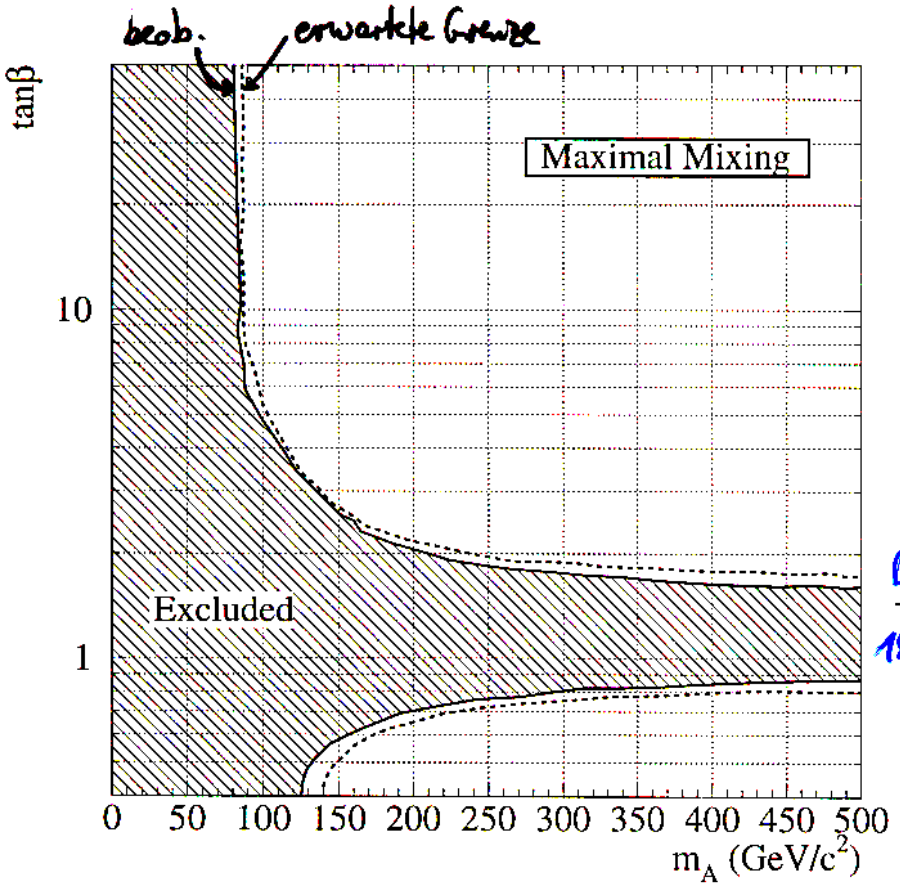
MSSM - Higgs - Massengrenzen



Ausschluß von $\tan\beta \approx 1$ abhängig von s-top-Mischung

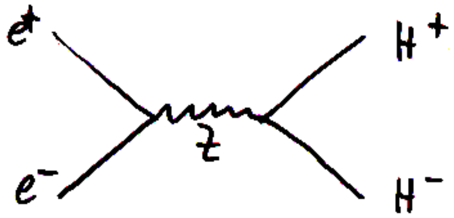
$\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L \cos\Theta_{LR} + \tilde{t}_R \sin\Theta_{LR}$

$\xrightarrow[\text{189 GeV}]{\text{LEP}}$ $m_h > 80.7$ GeV @ 95% CL



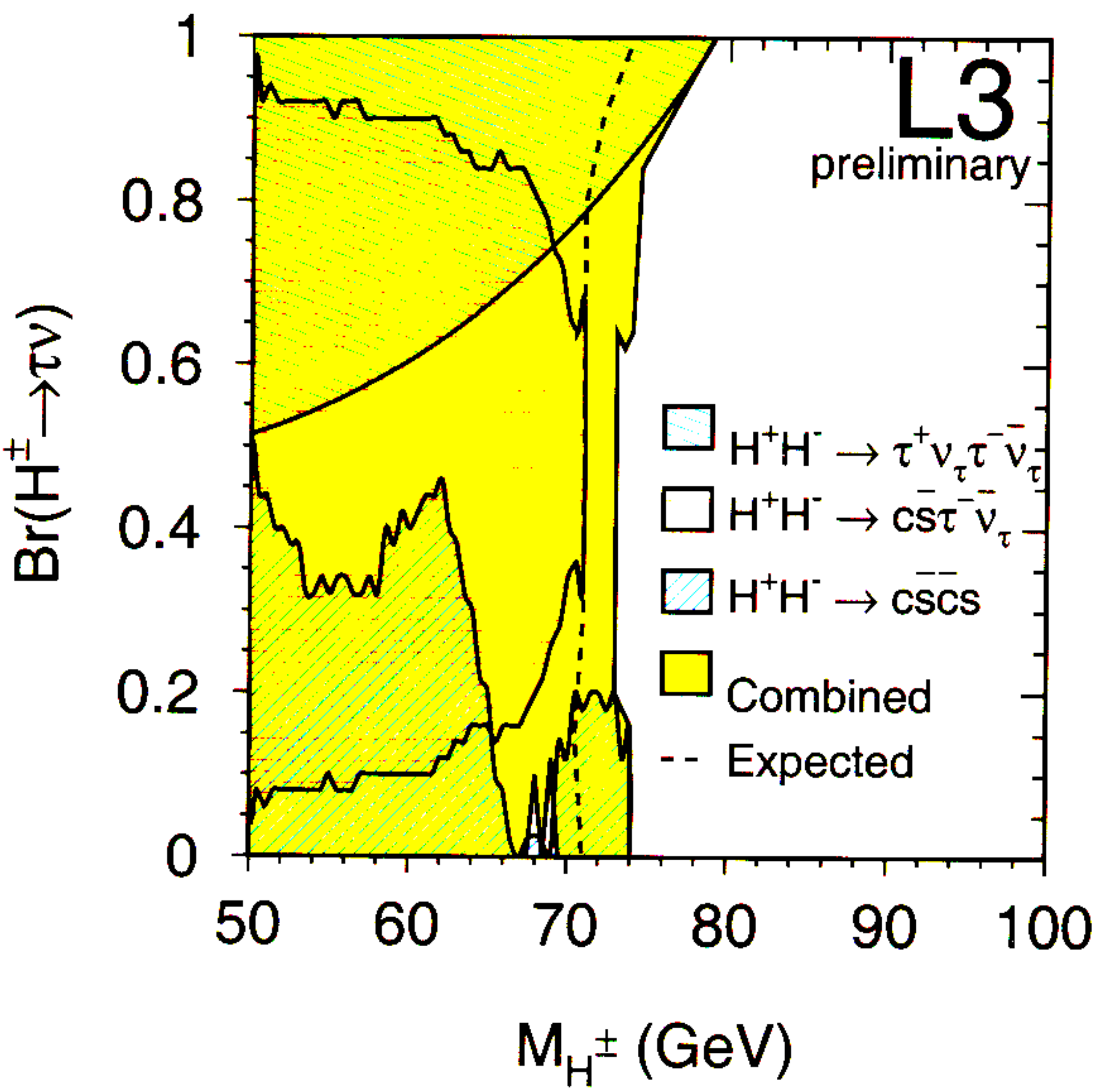
$\xrightarrow[\text{189 GeV}]{\text{LEP}}$ $m_A > 80.9$ GeV @ 95% CL

Geladene MSSM-Higgs Bosonen



und $H^+ \rightarrow c\bar{s},\ \tau^+\nu_\tau$

Analyse mit SC-Fit $\left(\Sigma(\vec{p}, E) = (\vec{0}, \sqrt{s}),\ m_1^{rec} = m_2^{rec} \right)$



LEP bis $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$

$\Rightarrow \quad m_{H^\pm} > 77.3\ \mathrm{GeV}$ @ 95% CL

Weitere Modelle über das SM hinaus

viele weitere Optionen, z.B.

- SUSY
  - Gauge mediated supersymmetry breaking (GMSB)
    $\rightarrow$ Gravitino (Spin $\frac{3}{2}$) ist LSP
    S-Lepton $\tilde{\ell}$ oder Chargino $\tilde{\chi}^{\pm}$ ist nächst-leichtestes (NLSP)
  - SUSY ohne R-Paritätserhaltung
    $\nexists$ LSP, da alle schweren SUSY-Teilchen in die üblichen Bosonen & Fermionen zerfallen können

- Techni-Colour Modelle
  Anstelle des Higgs treten "Technipionen", die aus "Techniquarks" zusammengesetzt sind; Eichstruktur ist SU(N) (z.B. N=3) wie bei QCD, doch Techni-Colour-Kopplungskonst. $\gg \alpha_s$

- Compositeness Modelle
  W, Z, (H) u.a. sind aus noch elementareren Teilchen (z.B. Präonen) zusammengesetzt

- Leptoquarks (z.B. in Form einer Kontakt-Ww gesucht)
  vermitteln Ww zwischen Leptonen und Quarks $\rightarrow$ Protonen-Zerfall
  treten in GUT zwangsläufig auf und müssen sehr schwer sein, um experimentelle Proton-Lebensdauer zu garantieren

- zusätzliche Eichbosonen Z'

- zusätzliche Dimensionen
  Gravitation ist so schwach, weil sie in weiteren Dimensionen existiert und wir nur die 3+1 dimensionale Projektion sehen
  n zusätzliche Dimensionen sind "aufgerollt" und haben Radius r
  $m_{Pl}^2 \sim r^n \cdot m_{eff}^{2+n}$ und $m_{eff} \approx m_{el.schwach}$ $\Rightarrow$ $r \sim 10^{30/n - 19}$ m

QCD

QCD

QCD ist eine Quantentheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung

Kleine Historie der starken Wechselwirkung

1932 Entdeckung des Neutrons (Chadwick)
$\longrightarrow$ Kernkraft hält Atomkern zusammen

1933 anomales magn. Moment des Protons
$\mu_p \simeq 2.5 \cdot \frac{e}{2m_p}$ $\longrightarrow$ Substruktur des Protons

1947 Entdeckung der π-Mesonen und langlebiger sog. V-Teilchen (K^0, Λ) in kosmischer Strahlung

1953 V-Teilchen mit Beschleunigern erzeugt
Neue Quantenzahl "Strangeness" aufgrund der langen Lebensdauer der V-Teilchen ($\simeq 10^{-8} .. 10^{-10}$ sec)

1964 Murray Gell-Mann, George Zweig
statisches Quark-Modell mit Quantenzahl: Farbe (-Ladung)

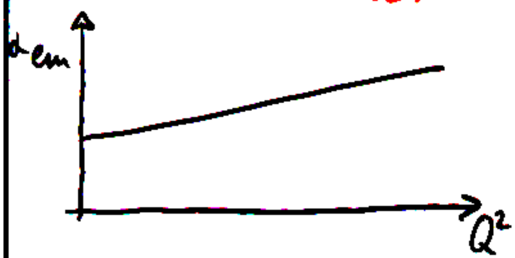
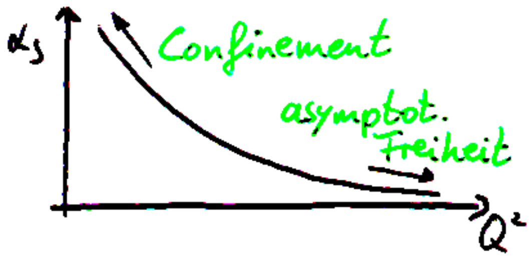
1969 dynamisches Quarkmodell

1973 Konzept der asymptotischen Freiheit:
nicht-abelsche Eichstruktur: QCD

1975 2-Jet-Struktur in e^+e^--Vernichtung
Bestätigung des Quark-Parton-Modells (SPEAR-Beschl.)

1979 Entdeckung des Gluons durch 3-Jet-Endzustände in e^+e^--Vernichtung (PETRA-Beschleuniger)

QED und QCD im Vergleich

	QED	QCD
Fermionen	Leptonen (e, μ, τ)	Quarks (u, d, s, c, b, t)
Kraft koppelt an	elektr. Ladung	3 Farbladungen
Austauschboson	Photon γ (elektr. neutral)	8 Gluonen g (zweifach farbgeladen), d.h.  ist möglich
Kopplungskonst.	$\alpha_{em}(Q^2 \simeq 0) \simeq \frac{1}{137}$ 	$\alpha_s(Q^2 = m_Z^2) = 0.12$ 
freie Teilchen	Leptonen	Hadronen (farbneutrale Bindungszustände aus q und $\bar{q}$)
Theorie	Störungstheorie bis $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4)$	Störungstheorie bis $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ teilweise $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ sowie Näherungen mit den dominierenden Logarithmen (leading log approx. LLA)
Genauigkeit	$10^{-6} \ldots 10^{-7}$	$\sim 5\% - 20\%$

Renormierung der QCD

Wie QED muß auch QCD renormiert werden,
Beseitigung der Divergenzen von Schleifendiagrammen 

Renormierungsvorschrift (z.B. minimal modified subtraction scheme = $\overline{MS}$ - Schema) bringt willkürliche Masseskala μ ins Spiel

Jede physikalische Meßgröße R muß unabhängig von μ sein

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} R = 0$$

$$\Rightarrow \quad \mu^2 \frac{d}{d\mu^2} = \mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} + \mu^2 \frac{\partial m}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial m}$$

$$=: \mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \beta(\alpha_s, \mu^2) \frac{\partial}{\partial \alpha_s} - \gamma_m(\mu^2)\, m \frac{\partial}{\partial m}$$

$$\Rightarrow \quad \beta(\alpha_s, \mu^2) = \mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} = -\beta_0 \alpha_s^2 - \beta_1 \alpha_s^3 - \dots$$

mit $\quad \beta_0 = \frac{1}{12\pi}(11 \cdot N_c - 2 \cdot n_f)$

- $N_c = C_A = 3$ Farben
- $n_f = \#$Quarks
- $C_F = \frac{4}{3}$ Farbfakt
- $T_F = \frac{1}{2}$ Casimirfak

Lösung: $\quad \alpha_s(Q^2) = \dfrac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2_{\overline{MS}})}$

"laufende Kopplung" Integrationskonst. nur experimentell bestimmbar

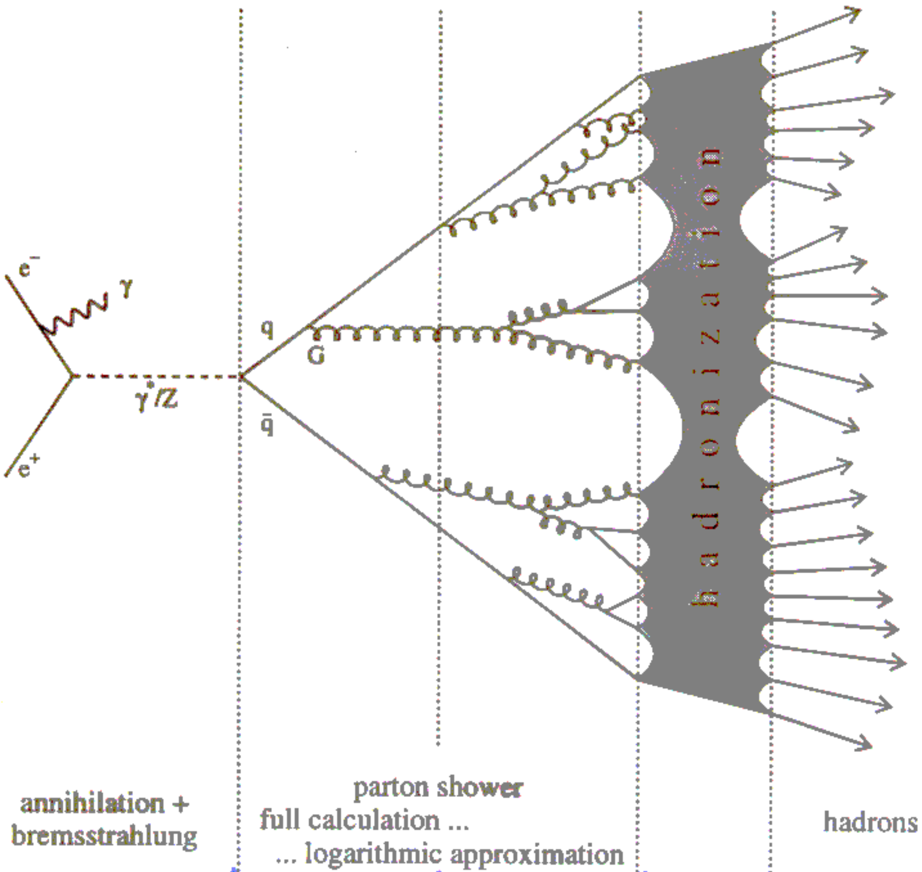
Außerdem:

$$-\gamma_m(\mu^2) = \mu^2 \frac{1}{m} \frac{\partial m}{\partial \mu^2} = -\gamma_{m,0} \cdot \alpha_s - \gamma_{m,1} \alpha_s^2 - \dots$$

mit $\quad \gamma_{m,0} = 1/\pi$

Lösung: $\quad m(Q^2) = m(\mu^2) \exp\left[- \int_{\alpha_s(\mu^2)}^{\alpha_s(Q^2)} \gamma_m(\alpha_s) \frac{d\alpha_s}{\beta(\alpha_s)} \right]$ "laufende Masse"

Phänomenologie der QCD in e^+e^--Vernichtung

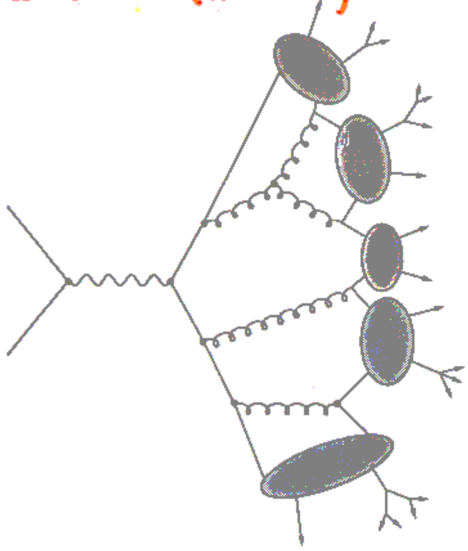


perturbativ berechenbar | Näherung durch log. | Modelle

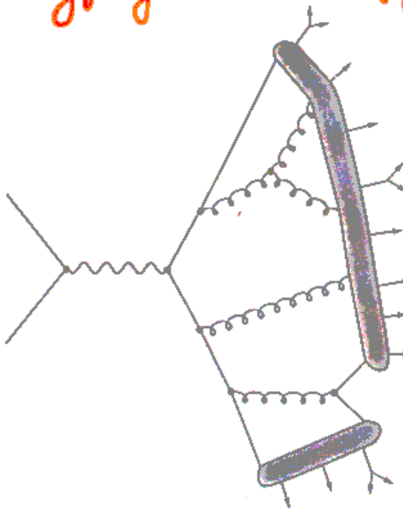
Hadronisierung kann derzeit nur durch phänomenologische Modell im Detail beschrieben werden.

Verbreitete Modelle

Cluster- (HERWIG)



Stringfragmentation (JETSET, PYTHIA, ARIADNE)



Bestimmung von $\alpha_s(Q^2)$ bei LEP

- $$R_Z = \frac{\Gamma(Z \to \text{Hadronen})}{\Gamma(Z \to \text{Leptonen})} = R_0^{\text{el.schwach}} \cdot \left(1 + 1.06\,\frac{\alpha_s}{\pi} + 0{,}9\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \ldots\right)$$

  ⊕ liefert α_s-Wert, der nicht von Hadronisierungsunsicherheiten belastet

  ⊕ bis $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ bekannt ($\to$ kleine Unsicherheiten durch Wahl der Renormierungsskala μ)

  ⊖ ist nur kleine Korrektur ($\sim 4\%$) auf $R_0^{\text{el.schwach}}$

- $$R_\tau = \frac{B(\tau \to \text{Hadronen} + \nu_\tau)}{B(\tau \to e\,\bar{\nu}_e\,\nu_\tau)} = 3.058 \cdot \left(1.001 + \delta_{\text{pert}} + \delta_{\text{non-pert}}\right)$$

  $$\delta_{\text{pert}} = \frac{\alpha_s}{\pi} + \ldots$$

  ⊕ bis $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ bekannt

  ⊕ R_τ sehr präzise meßbar $\longrightarrow$ präzise $\alpha_s(m_\tau^2)$-Bestimmung

  ⊖ nicht-perturbative Korrekturen nicht vernachlässigbar

- Form des hadronischen Endzustands: event shapes, Jetraten, Energie-Korrelation zwischen Hadronen

in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$: $$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma}{d\,\text{Obs}} = C_0(\text{Obs}) + C_1(\text{Obs})\,\alpha_s + C_2(\text{Obs})\,\alpha_s^2$$

für einige Observablen konnten Logarithmen $\ln\frac{1}{\text{Obs}}$ und $\alpha_s \ln\frac{1}{\text{Obs}}$ für alle Ordnungen resummiert werden

⊕ große Sensitivität auf α_s-Wert

⊖ Hadronisierungsunsicherheiten bedeutend

⊖ nur $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ $\longrightarrow$ große Unsicherheiten durch Wahl von μ

Bei LEP häufig benutzte Observablen

Observable	Definition	typ. Wert für 			Theorie
Thrust	$T = \max\limits_{\vec{n}} \frac{\sum \lvert \vec{p}_i \cdot \vec{n} \rvert}{\sum \lvert \vec{p}_i \rvert}$	1	$\geq \frac{2}{3}$	$\geq \frac{1}{2}$	$O(\alpha_s^2)$ und resummiert
	Thrustachse $\vec{n}_T \equiv \vec{n}$				
Jet (Hemisphären) Masse	$M_{1,2}^2 = \Big(\sum\limits_{i \in H_{1,2}} E_i\Big)^2 - \Big(\sum\limits_{i \in H_{1,2}} \vec{p}_i\Big)^2$				
	Hemisphäre $H_{1,2} \perp \vec{n}_T$				$O(\alpha_s^2)$ und resummiert
	$M_H^2 = \max(M_1^2, M_2^2)$	0	$\leq \frac{1}{3}$	$\leq \frac{1}{2}$	
Jetbroadening	$B_{1,2} = \frac{\sum_{i \in H_{1,2}} \lvert \vec{p}_i \times \vec{n}_T \rvert}{2 \sum \lvert \vec{p}_i \rvert}$				
	$B_T = B_1 + B_2$	0	$\leq \frac{1}{2\sqrt{3}}$	$\leq \frac{1}{2\sqrt{2}}$	$O(\alpha_s^2)$ und resummiert
	$B_W = \max(B_1, B_2)$	0	$\leq \frac{1}{2\sqrt{3}}$	$\leq \frac{1}{2\sqrt{2}}$	
C-Parameter	$C = \frac{3}{2} \frac{\sum \lvert \vec{p}_i \rvert \lvert \vec{p}_j \rvert - (\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j)/\lvert \vec{p}_i \rvert \lvert \vec{p}_j \rvert}{\sum (\lvert \vec{p}_i \rvert \lvert \vec{p}_j \rvert)^2}$	0	$\leq \frac{3}{4}$	≤ 1	$O(\alpha_s^2)$ und resummiert
y_{23}	Wert des Jetauflöseparameters beim Übergang von 2- zu 3 rekonstruierten Jets (Durham Algorithmus)				$O(\alpha_s^2)$ und resummiert

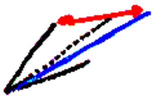
Jet-Algorithmen

Häufig benutzter Algorithmus zur Rekonstruktion von Jets:

JADE-Algorithmus

Für jedes Paar von Teilchen i,j
berechne den Wert des Jetauflöseparameters y_{ij}

↓



Ist $y_{ij} < y_{cut}$, bei beliebig aber fest gewähltem y_{cut},
dann kombiniere Teilchen i,j zu einem Pseudo-Teilchen k und wiederhole Prozedur damit

↓

Wenn alle Pseudo-Teilchenpaare $y_{ij} \geq y_{cut}$ erfüllen,
dann sind dies die rekonstruierten Jets

Es gibt viele Varianten, die sich im Auflösekriterium y_{ij} und in Kombinationsvorschrift unterscheiden, z.B.

Algorithmus	Auflöseparameter	Kombination	Anmerkungen
JADE	$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{s}$	$p_k = \begin{pmatrix} E_k \\ \vec{p}_k \end{pmatrix} = p_i + p_j$	$\Sigma E, \Sigma \vec{p}$ erhalte nicht resummierbar
EØ	$y_{ij} = \frac{(p_i+p_j)^2}{s}$	$E_k = E_i + E_j$ $\vec{p}_k = E_k \frac{\vec{p}_i + \vec{p}_j}{\lvert\vec{p}_i + \vec{p}_j\rvert}$	ΣE erhalten $\Sigma \vec{p}$ nicht
Durham oder $k_\perp$	$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	$\Sigma E, \Sigma \vec{p}$ erhalten resummierbar!

Experimentelle Prozedur

typische Fehler bei LEP II

Differentielle Verteilungen der Observablen $\left(\frac{1}{N}\frac{dN}{d\,\mathrm{Obs}}\right)$	$\left.\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}\right\|_{stat} \simeq$ einige %
↓	
Korrektur auf endliche Detektorakzeptanz & -auflösung	$\left.\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}\right\|_{exp} \simeq 1 \ldots 3\%$
↓	
Korrektur auf Hadronisierung	$\left.\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}\right\|_{had} \simeq 2 \ldots 10\%$
↓	
Anpassung der analytischen $O(\alpha_s^2)$ oder resummierten oder beide Rechnungen kombiniert; Fitparameter: α_s oder $\Lambda_{\overline{MS}}$, μ	
↓	
Abschätzung theoretischer Unsicherheiten	$\left.\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}\right\|_{th} \simeq 5 \ldots 20\%$

→ Unsicherheiten durch unbekannte höhere Ordnungen üblicherweise untersucht durch

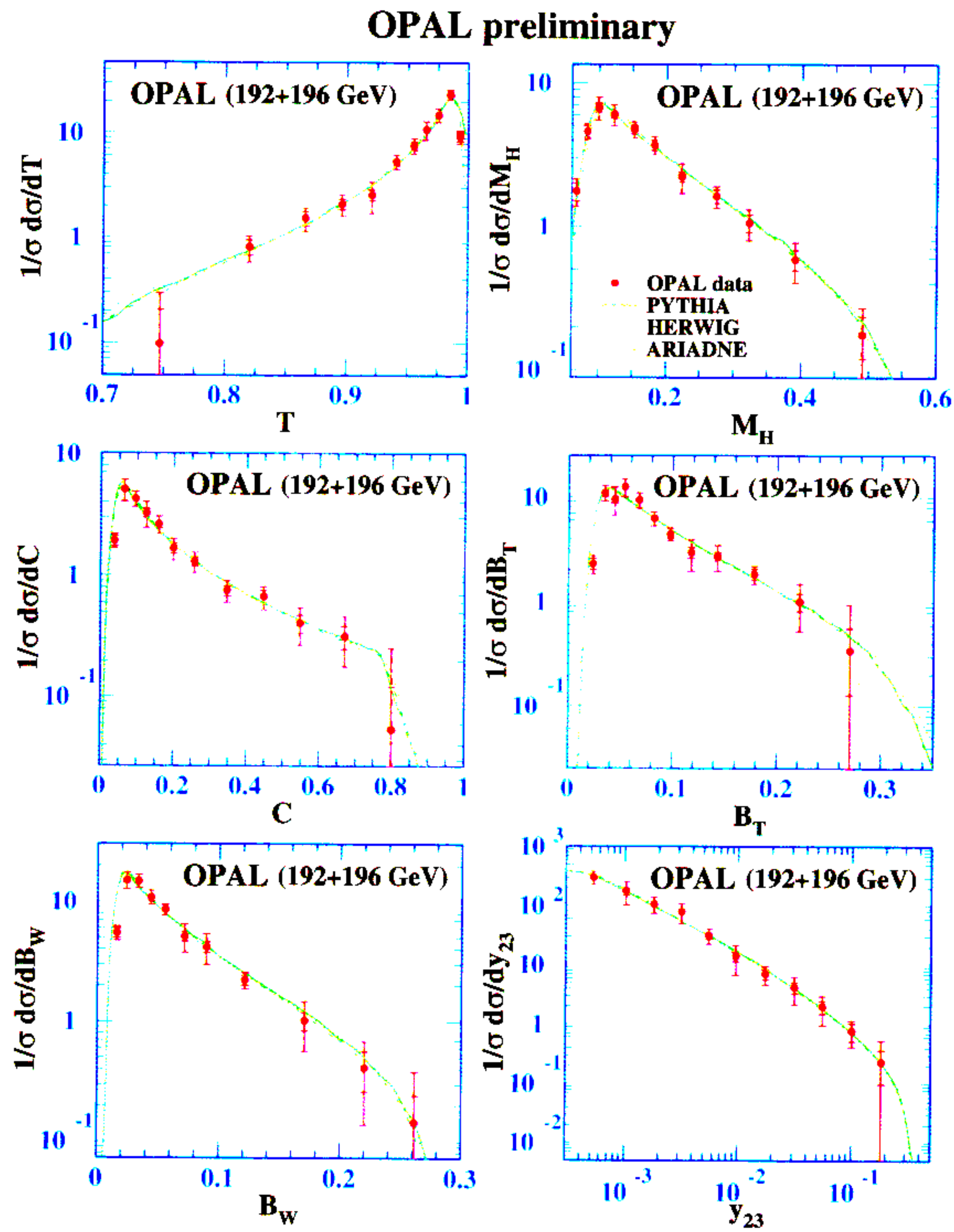
- Variation der Renormierungsskala μ

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\,\mathrm{Obs}} = C_0 + C_1 \cdot \alpha_s(\mu^2) + \left[C_2 + C_1 \cdot \beta_0 \ln\frac{\mu^2}{Q^2}\right] \cdot \alpha_s^2(\mu^2)$$

  und Transformation $\alpha_s(\mu^2) \longrightarrow \alpha_s(Q^2)$

- Parton-(q,g)-Virtualität Q_0, auf die die Daten korrigiert wurden (Parton-Schauer endet bei Q_0)

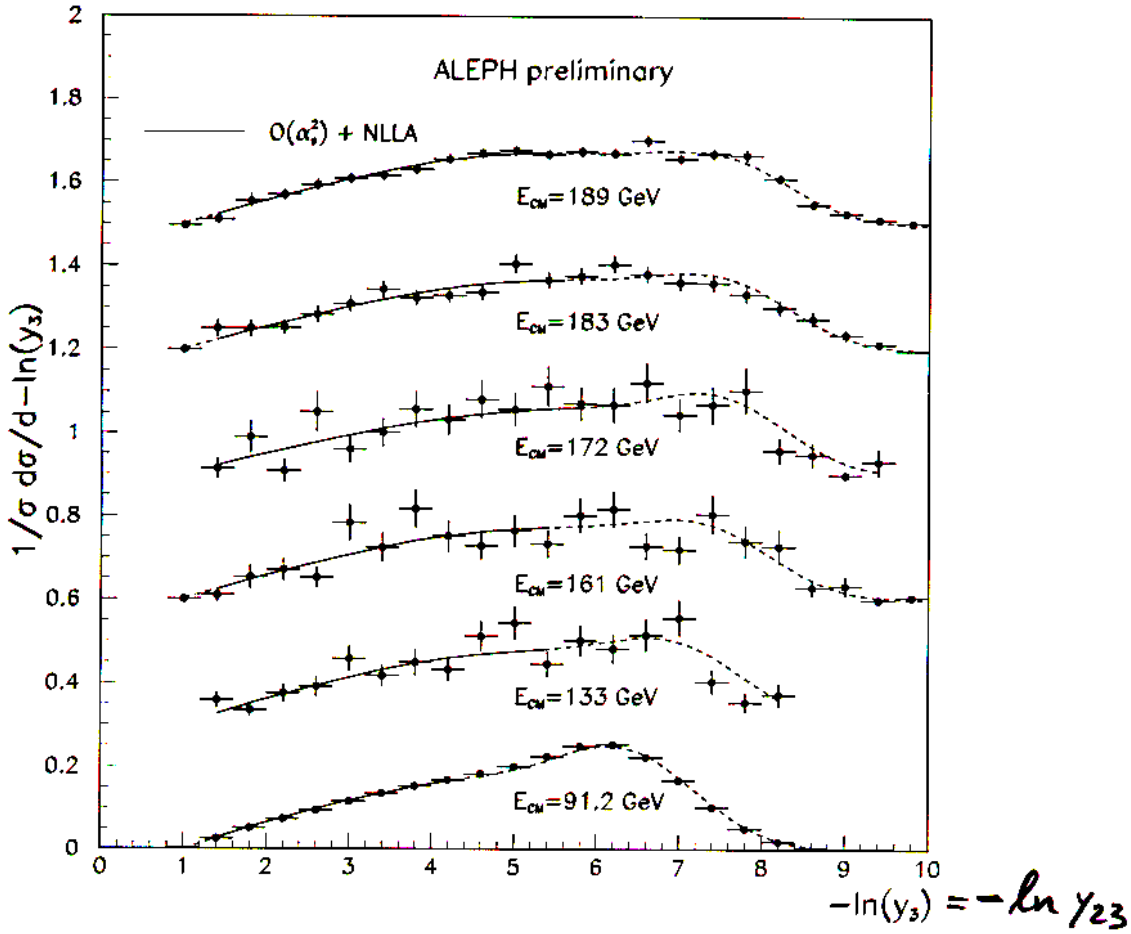
Differentielle Event-shape-Verteilungen

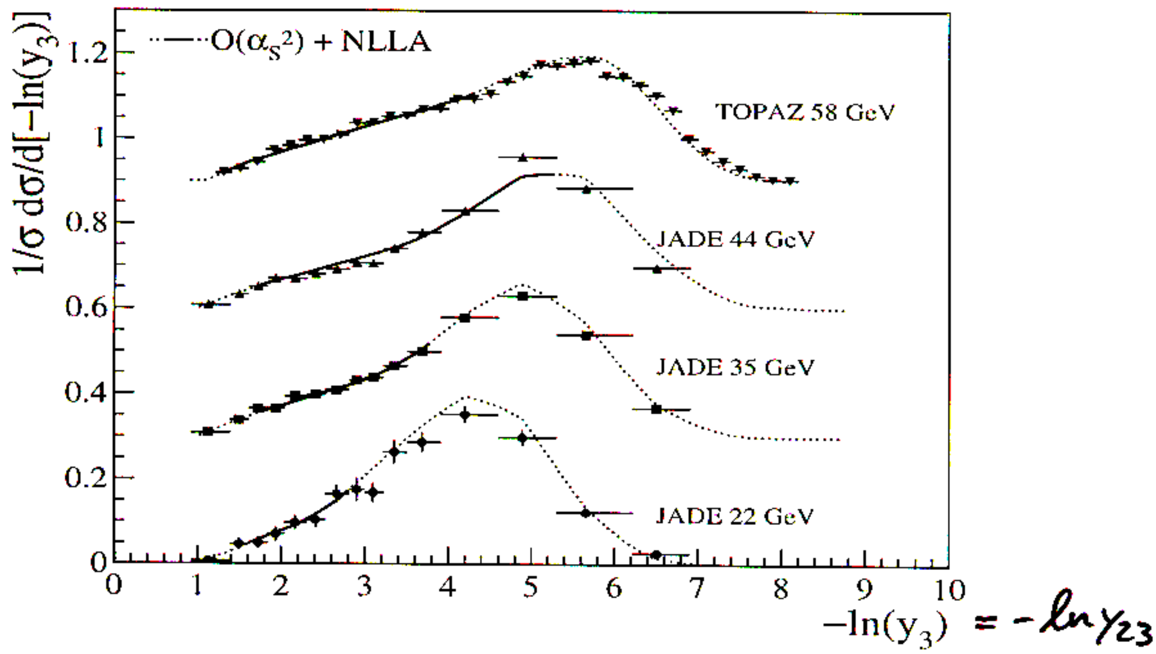


$\Rightarrow \quad \alpha_s(192\ \text{GeV}) = 0.1025 \pm \underset{\text{stat.}}{0.0038} \pm \underset{\text{syst.}}{0.0054}$

$\Rightarrow \quad \alpha_s(M_Z) = 0.1136 \pm 0.0082$

y_{23} und $\sqrt{s}$





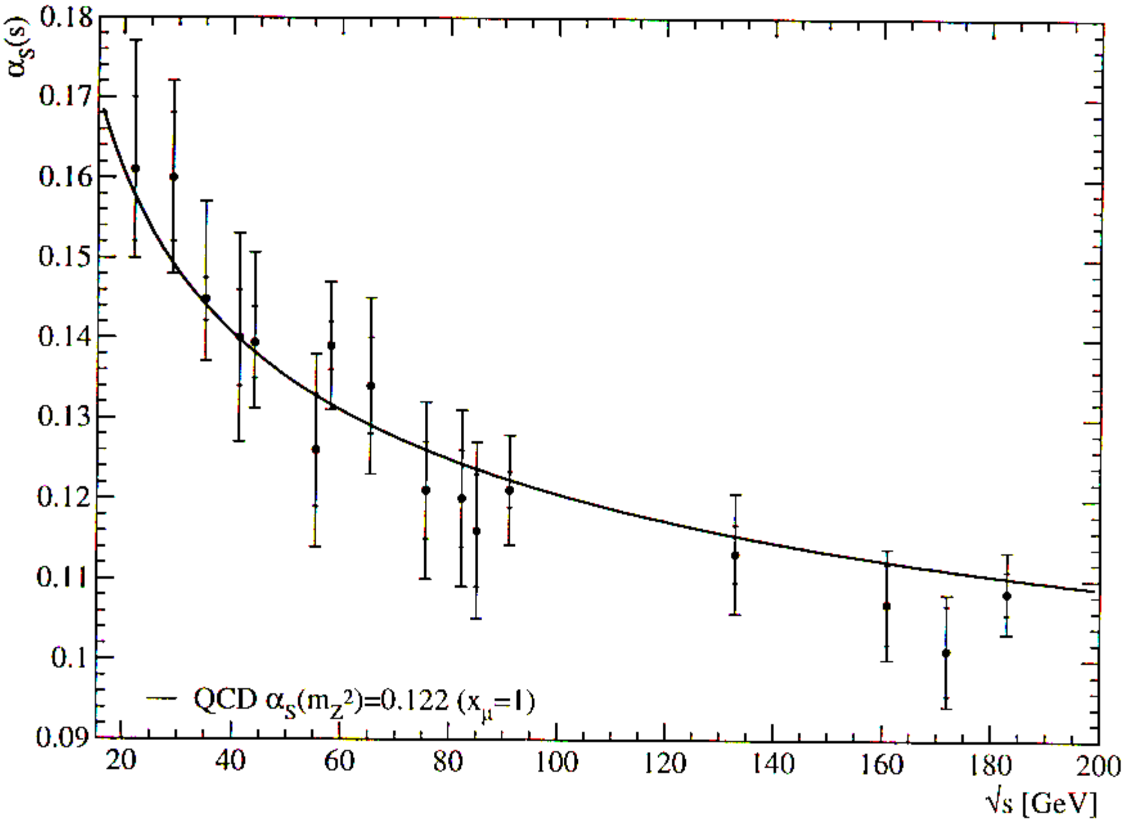
$\Rightarrow$ Skalenverletzung sichtbar:

Verteilung ändert Form mit $\sqrt{s}$, weil α_s läuft

(α_s = const. $\Rightarrow$ Verteilung bei allen $\sqrt{s}$ gleich)

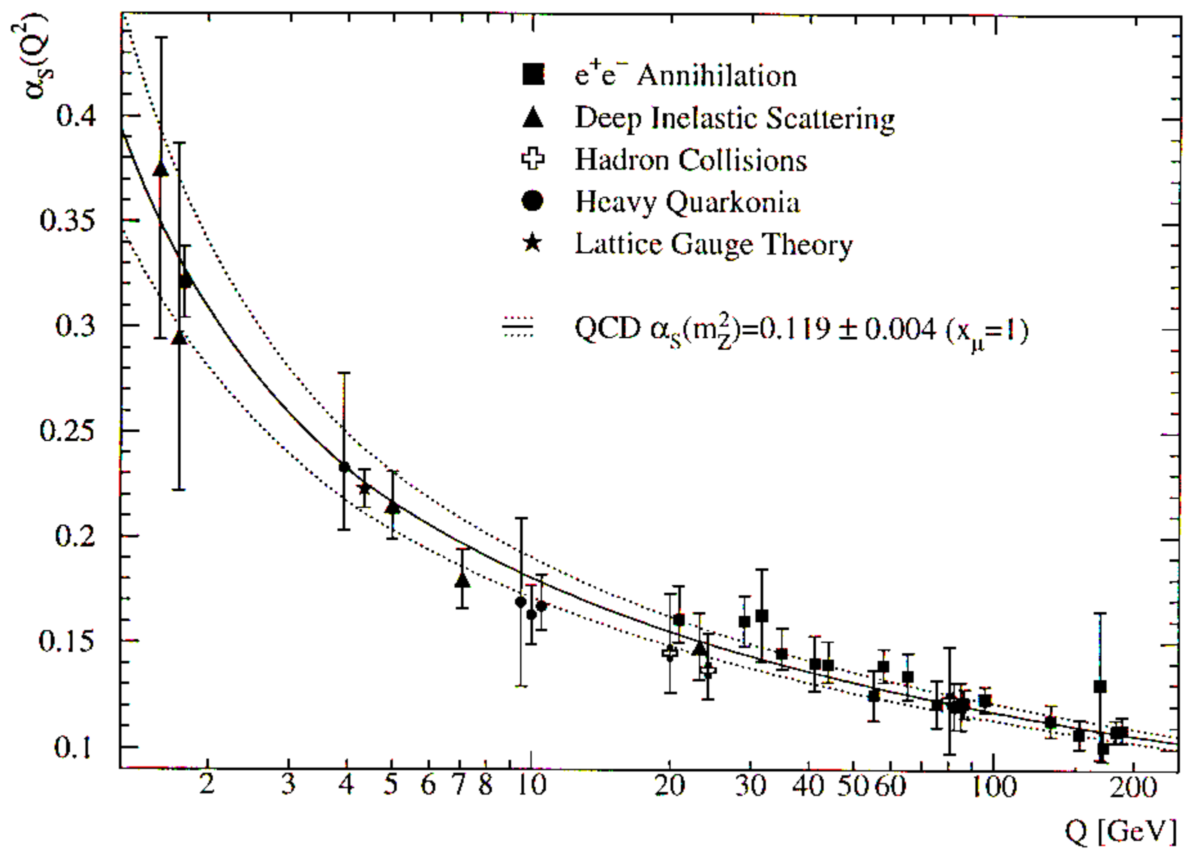
$\alpha_s(\sqrt{s})$

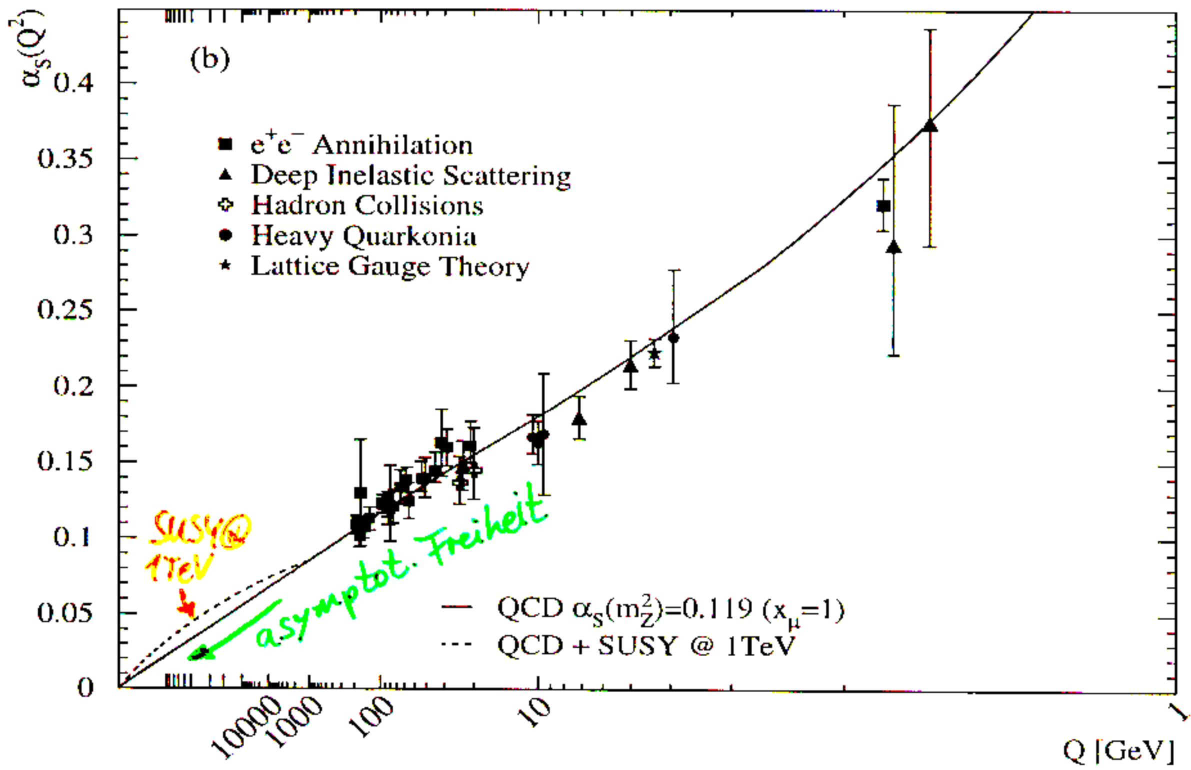
Zusammenstellung der α_s-Bestimmungen mittels Event-Shape-Variablen:



$\Rightarrow$ Laufen der Kopplung klar sichtbar!

Zusammenstellung aller α_s-Bestimmungen

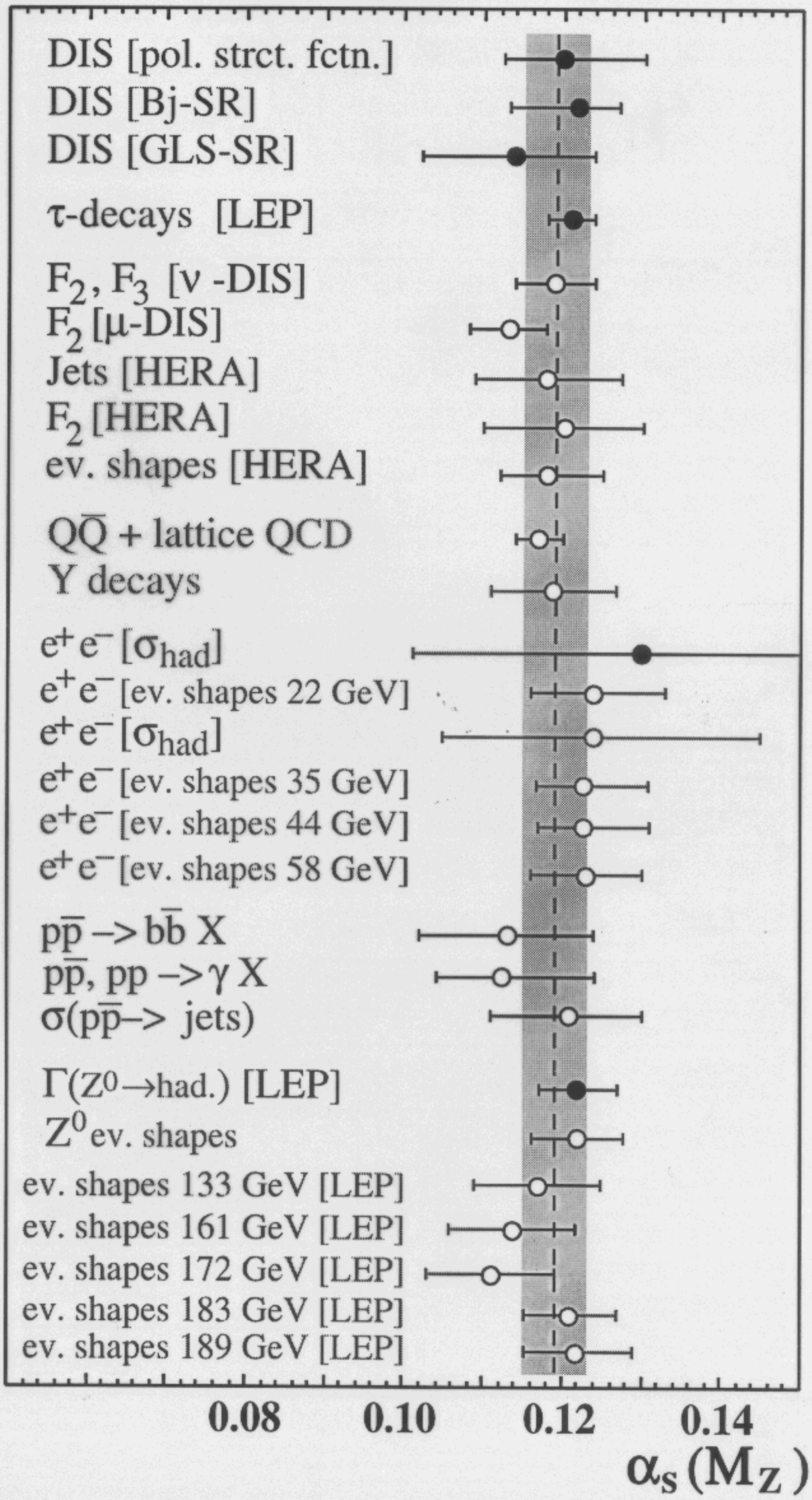




$\Rightarrow$ Laufen der Kopplung ✓ asymptotische Freiheit ✓

$\alpha_S(M_Z)$ WORLD AVERAGE

From S. Bethke, hep-ex/9812026



Using measurements with $\Delta\alpha_S < 0.008$ only:

$$\alpha_S(M_Z) = 0.119 \pm 0.004$$

If Lattice is left out $\rightarrow \alpha_S(M_Z) = 0.120 \pm 0.005$

S.Bethke hep-ex/9812026

Table 2: World summary of measurements of α_s. Underlined entries are new or updated since summer 1997 (DIS = deep inelastic scattering; GLS-SR = Gross-Llewellyn-Smith sum rules; Bj-SR = Bjorken sum rules; (N)NLO = (next-)next-to-leading order perturbation theory; LGT = lattice gauge theory; resum. = resummed next-to-leading order).

	Q			$\Delta\alpha_s(M_{Z^0})$		
Process	[GeV]	$\alpha_s(Q)$	$\alpha_s(M_{Z^0})$	exp.	theor.	Theory
DIS [pol. strct. fctn.]	0.7 - 8		$0.120^{+0.010}_{-0.008}$	$^{+0.004}_{-0.005}$	$^{+0.009}_{-0.006}$	NLO
DIS [Bj-SR]	1.58	$0.375^{+0.062}_{-0.081}$	$0.121^{+0.005}_{-0.009}$	–	–	NNLO
DIS [GLS-SR]	1.73	$0.295^{+0.092}_{-0.073}$	$0.114^{+0.010}_{-0.012}$	$^{+0.005}_{-0.006}$	$^{+0.009}_{-0.010}$	NNLO
τ-decays	1.78	0.339 ± 0.021	0.121 ± 0.003	0.001	0.003	NNLO
DIS [ν; F_2 and F_3]	5.0	0.215 ± 0.016	0.119 ± 0.005	0.002	0.004	NLO
DIS [μ; F_2]	7.1	0.180 ± 0.014	0.113 ± 0.005	0.003	0.004	NLO
DIS [HERA; F_2]	2 - 10		0.120 ± 0.010	0.005	0.009	NLO
DIS [HERA; jets]	10 - 100		0.118 ± 0.009	0.003	0.008	NLO
DIS [HERA; ev.shps.]	7 - 100		$0.118^{+0.007}_{-0.006}$	0.001	$^{+0.007}_{-0.006}$	NLO
$Q\overline{Q}$ states	4.1	0.223 ± 0.009	0.117 ± 0.003	0.000	0.003	LGT
Υ decays	4.13	0.220 ± 0.027	0.119 ± 0.008	0.001	0.008	NLO
e^+e^- [σ_{had}]	10.52	0.20 ± 0.06	$0.130^{+0.021}_{-0.029}$	$^{+0.021}_{-0.029}$	–	NNLO
e^+e^- [ev. shapes]	22.0	$0.161^{+0.016}_{-0.011}$	$0.124^{+0.009}_{-0.006}$	0.005	$^{+0.008}_{-0.003}$	resum
e^+e^- [σ_{had}]	34.0	$0.146^{+0.031}_{-0.026}$	$0.123^{+0.021}_{-0.019}$	$^{+0.021}_{-0.019}$	–	NLO
e^+e^- [ev. shapes]	35.0	$0.145^{+0.012}_{-0.007}$	$0.123^{+0.008}_{-0.006}$	0.002	$^{+0.008}_{-0.005}$	resum
e^+e^- [ev. shapes]	44.0	$0.139^{+0.010}_{-0.007}$	$0.123^{+0.008}_{-0.006}$	0.003	$^{+0.007}_{-0.005}$	resum
e^+e^- [ev. shapes]	58.0	0.132 ± 0.008	0.123 ± 0.007	0.003	0.007	resum
$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$	20.0	$0.145^{+0.018}_{-0.019}$	0.113 ± 0.011	$^{+0.007}_{-0.006}$	$^{+0.008}_{-0.009}$	NLO
$p\bar{p}$, $pp \rightarrow \gamma X$	24.2	$0.137^{+0.017}_{-0.014}$	$0.111^{+0.012}_{-0.008}$	0.006	$^{+0.010}_{-0.005}$	NLO
$\sigma(p\bar{p} \rightarrow$ jets)	30 - 500		0.121 ± 0.009	0.001	0.009	NLO
e^+e^- [$\Gamma(Z^0 \rightarrow$ had.)]	91.2	0.122 ± 0.005	0.122 ± 0.005	0.004	0.003	NNLO
e^+e^- [ev. shapes]	91.2	0.122 ± 0.006	0.122 ± 0.006	0.001	0.006	resum
e^+e^- [ev. shapes]	133.0	0.111 ± 0.008	0.117 ± 0.008	0.004	0.007	resum
e^+e^- [ev. shapes]	161.0	0.105 ± 0.007	0.114 ± 0.008	0.004	0.007	resum
e^+e^- [ev. shapes]	172.0	0.102 ± 0.007	0.111 ± 0.008	0.004	0.007	resum
e^+e^- [ev. shapes]	183.0	0.109 ± 0.005	0.121 ± 0.006	0.002	0.006	resum
e^+e^- [ev. shapes]	189.0	0.109 ± 0.006	0.122 ± 0.007	0.003	0.006	resum

Laufende Quarkmassen

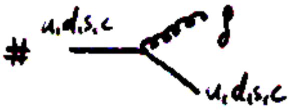
Masseneffekte für QCD (Störungsrechnungen erst kürzlich abgeschlossen)

Ansatz: Vergleiche  mit 

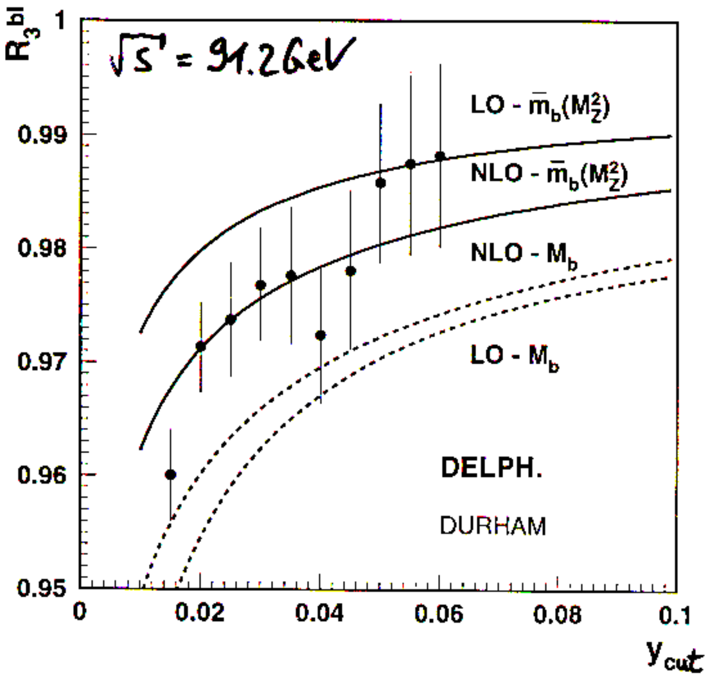
denn Gluonabstrahlung wird durch Quarkmasse beeinflußt:

- kinematisch, da ein schweres/leichtes Quark zusätzlich zum Gluon übrig bleibt
- physikalisch durch Masseterme, die nur im Matrixelement der Gluonabstrahlung erscheinen

Meßmethode: $R_3^{bl} = \dfrac{\#\ \text{(b-Diagramm)}}{\#\ \text{(u,d,s,c-Diagramm)}} = \dfrac{\text{3-Jetrate für b-Quarks}}{\text{3-Jetrate für udsc-Quarks}}$



$= c_0 + c_2 \cdot m_b^2$



$\Rightarrow$ Reduzierte Gluonabstrahlg. von b-Quarks gegenüber leichten Quarks

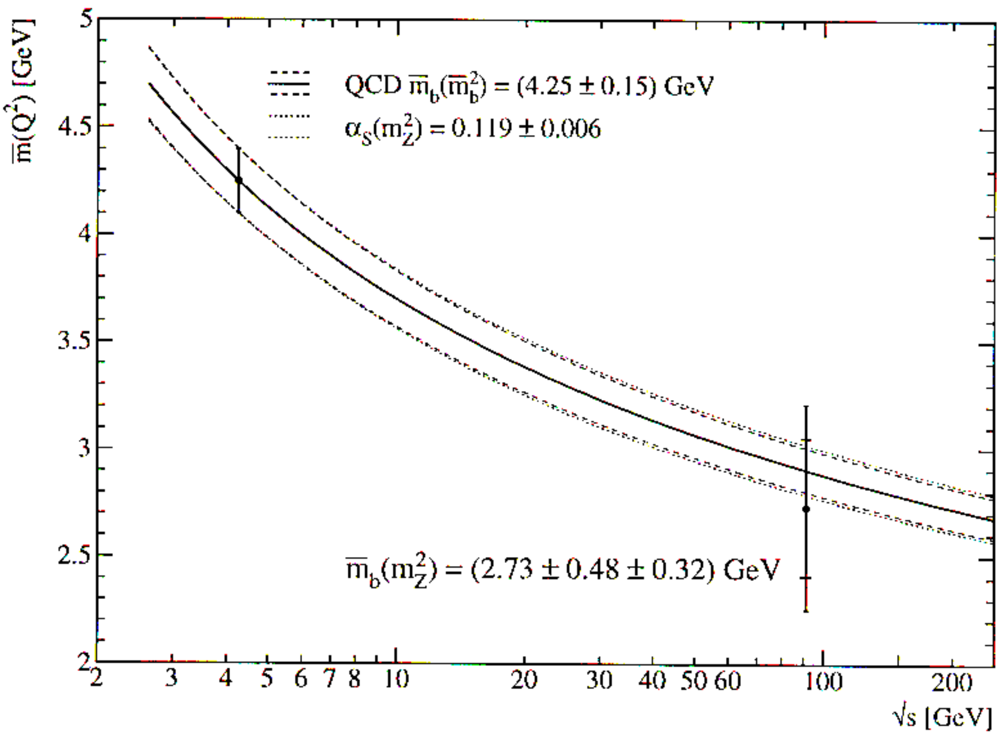
$m_b(m_Z) \longleftrightarrow m_b(m_b)$

Messungen von LEP & SLC ergaben (im $\overline{MS}$-Schema)

$$m_b(m_Z) = 2.7 \pm 0.6 \text{ GeV}$$

wobei

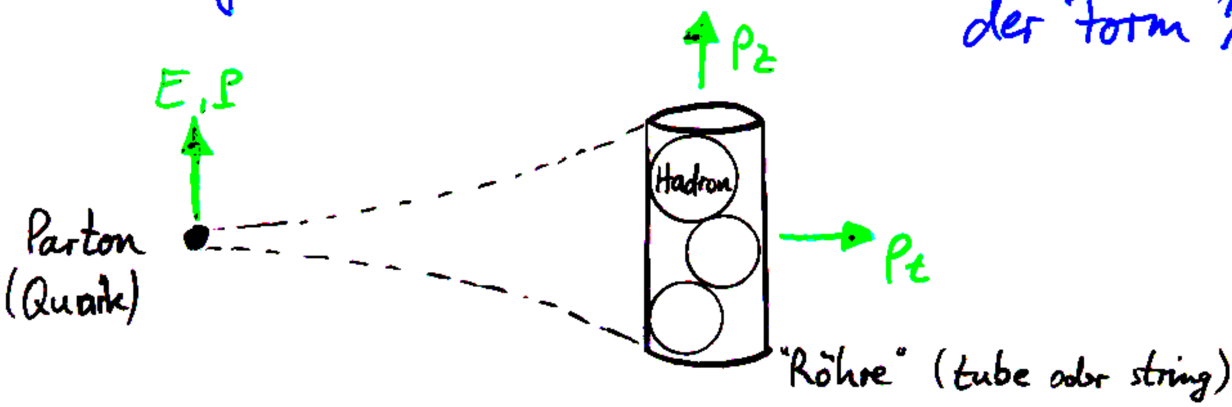
$$m_b(m_b) = 4.25 \pm 0.15 \text{ GeV}$$



$\Rightarrow$ renormierte Quarkmassen scheinen tatsächlich von $\sqrt{s}$ abhängig

Energiepotenzkorrekturen durch Hadronisierung

Hadronisierung $\longrightarrow$ nicht-perturbativ berechenbare Korrekturen der Form $1/\sqrt{s}$



Die Rapidität eines Hadrons in der Röhre: $y := \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$

$\Rightarrow \quad \cosh y = \frac{E_{Hadron}}{m_{Hadron}} \quad ; \quad \sinh y = \frac{p_{Hadron}}{m_{Hadron}}$

Hadronendichte in Röhre : $\rho(p_t)$

$\Rightarrow \quad \lambda := \int d^2p_t \; \rho(p_t) \cdot p_t$ ist Hadronisierungsskala

Energie & Impuls der gesamten Röhre mit Rapidität Y

$$E = \int_0^Y dy \; \lambda \cosh y = \lambda \sinh Y$$

$$p = \int_0^Y dy \; \lambda \sinh y = \lambda (\cosh Y - 1) \overset{Y \gg 1}{\simeq} E - \lambda$$

Auswirkung auf Thrust bei 2-Jet Konfiguration
(Gesamtenergie $\sqrt{s}$ und $E = \sqrt{s}/2$ je Parton)

$\Rightarrow \quad T_{parton} = \frac{2E}{\sqrt{s}} = 1$, aber $T_{Röhre} = \frac{2p}{\sqrt{s}} = 1 - \frac{2\lambda}{\sqrt{s}}$

Energiepotenzkorrektur durch Hadronisierung

Energiepotenzkorrekturen

- Zunächst für Mittelwerte von Event-shape-Observablen vorgeschlagen (Dokshitzer et al.)

$$\langle Obs \rangle = \langle Obs_{PT} \rangle + \langle Obs_{nicht-PT} \rangle$$

wobei $\langle Obs_{nicht-PT} \rangle = c_{Obs} \cdot \mathcal{P}$ und c_{Obs} observablenabhängig

$$\mathcal{P} = \frac{4 C_F}{\pi^2} \cdot \mathcal{M} \cdot \frac{\mu_I}{\sqrt{s}} \left[\alpha_0(\mu_I) - \alpha_s(\sqrt{s}) + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right]$$

mit "Milan-Faktor" $\mathcal{M} = 1.795$ (aus Zweischleifen-Korrektur)

- Später auch für differentielle Verteilungen

$$\frac{d\sigma}{d\,Obs}(Obs) = \frac{d\sigma^{PT}}{d\,Obs}(Obs - \mathcal{P} \cdot D_{Obs})$$

wobei i.a. $D_{Obs} \equiv c_{Obs}$ bis auf Jetbroadening, wo $D_{Obs} = D_{Obs}(Obs)$

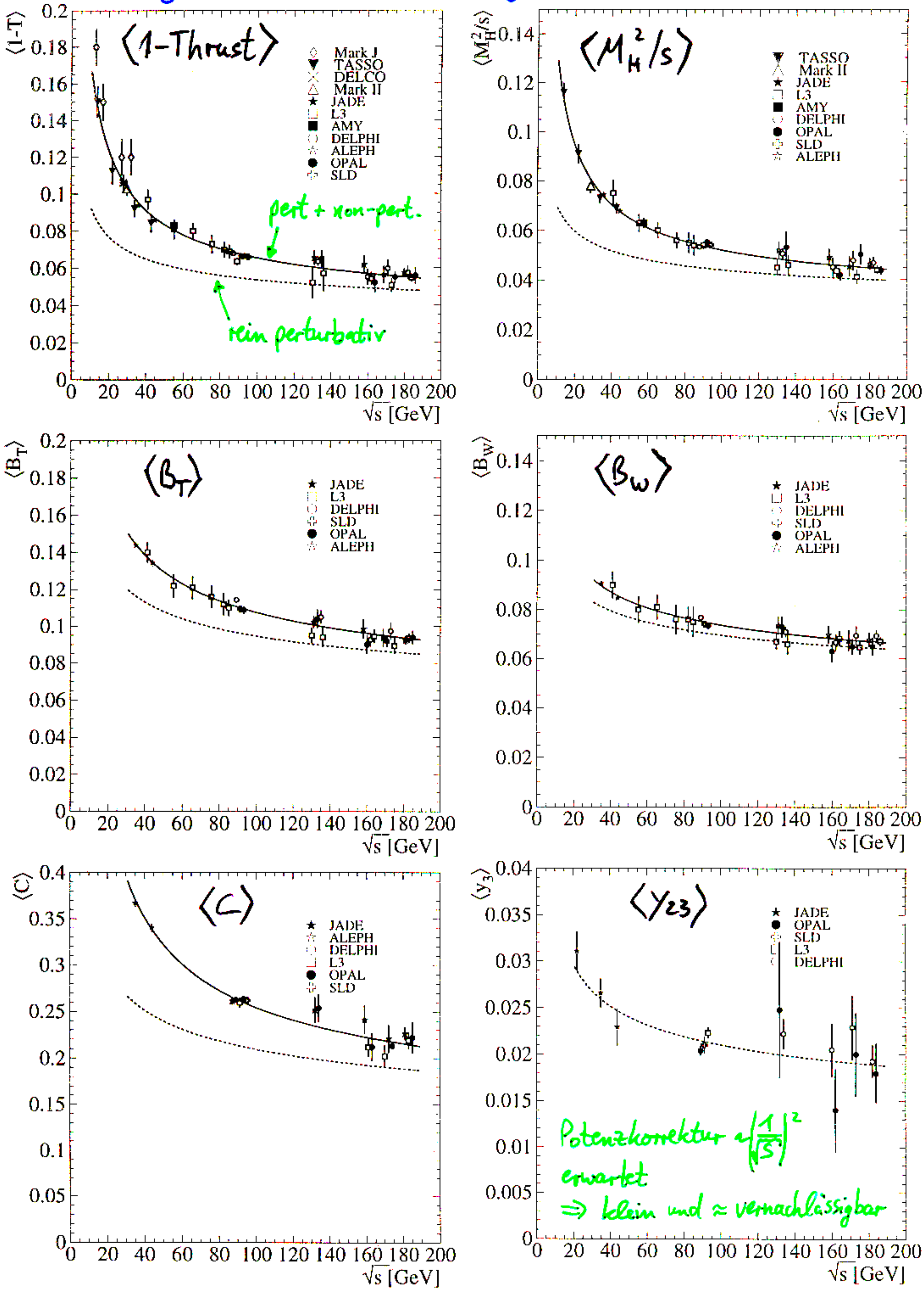
- Nicht-perturbative Korrektur durch einen einzigen Parameter kontrolliert (typisch: $\mu_I = 2\,GeV \;\hat{=}\;$ pert $\leftrightarrow$ nicht-pert. Zone)

$$\alpha_0(\mu_I) = \frac{1}{\mu_I} \int_0^{\mu_I} dq \; \alpha_s(q)$$

α_0 ist "Mittelwert" von α_s im Bereich kleiner q, dort wo perturbativer Ausdruck von $\alpha_s(Q) = 1/\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)$ einen Landau-Pol hat

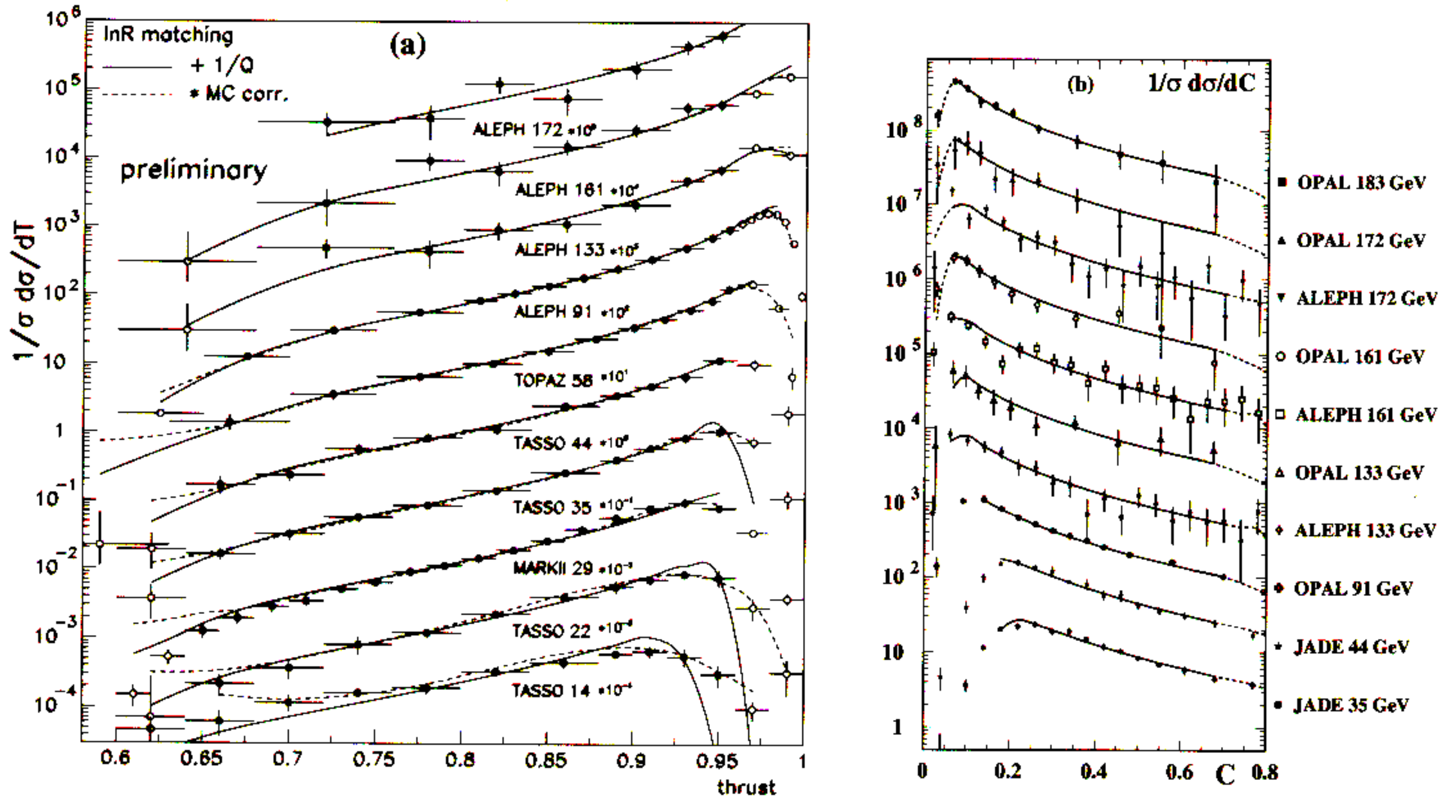
$\Rightarrow$ α_0 ist universell (unabhängig von Obs, auch für e^+e^-, ep, ...)
α_0 muß experimentell bestimmt werden

Energiepotenzkorrekturen auf Mittelwerte



liefert $\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.004$; $\alpha_0(2\,GeV) = 0.47 \pm 0.05$

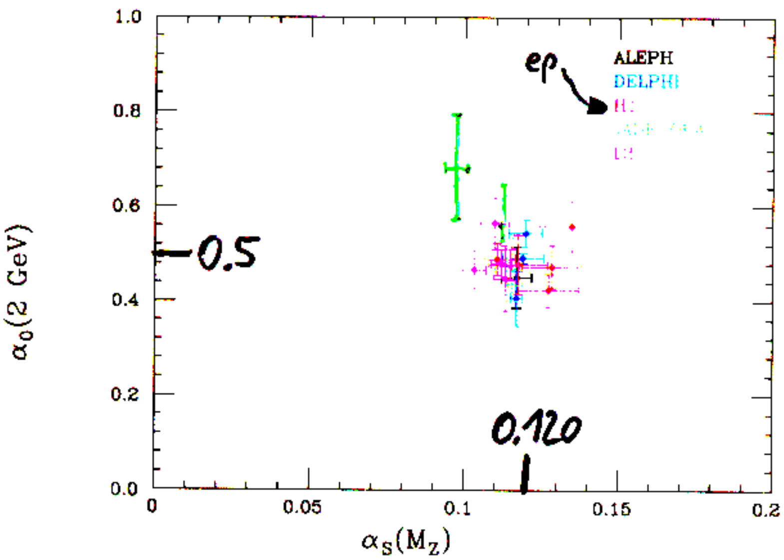
Energiepotenzkorrekturen auf diff. Verteilungen



liefert $\alpha_s(m_Z) = 0.114 \pm 0.006$

$\alpha_0(2\,\mathrm{GeV}) = 0.50 \pm 0.08$

Alle Resultate zu Energiepotenzkorrekturen zusammengefaßt:



$\Rightarrow \alpha_0(\mu_I) \simeq 0.5$

für $\mu_I = 2\,\mathrm{GeV}$

Status QCD

- Weltmittelwert $\alpha_s(m_Z) = 0.119 \pm 0.004$
- Laufen der Kopplung* ✓
- Laufen der Masse* ... noch besser zu bestätigen

  (* = renormiert)
- Limitierung der Meßgenauigkeit von α_s durch fehlende höhere Ordnungen der Störungsreihe
  → viele Gruppen arbeiten an $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$,
  v.a. an neuen Berechnungsmethoden!
- Hadronisierungseffekte durch Energiepotenzkorrekturen überraschend gut beschrieben

Nicht diskutiert: (vieles!)

- Bestimmung der Farbfaktoren (→ Status: okay)
- Unterschiede zw. Quarks und Gluonen
- mittlere Teilchenmultiplizitäten, Teilchenhäufigkeiten
- Fragmentationsfunktionen, Skalenverletzung, longitudinale und transversale Wirkungsquerschnitte
  differentielle Teilchenmultiplizitäten, "hump-back"-Plateau und Entwicklung dessen Maximums mit $\sqrt{s}$ (→ MLLA)

...

Zusammenfassung & Ausblick

- Eigenschaften des W-Bosons präzise untersucht
  Masse $\Delta m_W \simeq 40$ MeV, Breite, Verzweigungsverhältnisse, Drei-Eichboson-Kopplung,
- Higgs-Bosonmasse stark eingegrenzt
  $$102 \text{ GeV} \leq m_H \leq 215 \text{ GeV}$$
- keine Anzeichen für Prozesse $\notin$ Standard Modell
  SUSY, Kontakt-Ww, Compositeness, ...
- starke Wechselwirkung $\hat{=}$ QCD
  laufende renorm. Kopplung und Massen, Energiepotenzkorrektur

∞ LEP endet im Herbst 2000

∞ Schwerpunktsenergie bis 202 ... 204 GeV

∞ integrierte Luminosität je Exp. + 100-200 pb^{-1}

∞ weitere Verbesserung der Präzision von m_W, m_H, ...

- reichhaltiges Analyseprogramm
  W-Physik, ZZ-Prozesse, Higgs, SUSY et al., QCD, 2-Fermion-Endzustände, n-Photon-Endzustände, $\gamma\gamma$-Prozesse, Photon-Strukturfunktion, usw. usf.