Auf der Spur von Instantonen – grundlegenden Tunnelprozessen in der Teilchenphysik

F. Schrempp, DESY

in Zusammenarbeit mit

A. Ringwald

Kopie erhältlich via WWW:

http://www.desy.de/~t00fri/talks/talks.html

– Mainz, Mai 2000 –

Plan

1. **Instantonen**

   1.1 Topologische Objekte in der Feldtheorie
   1.2 Instantonen in der QuantenChromoDynamik
   1.3 Ein Quantenmechanisches Instanton
   1.4 Harte, Instanton-Induzierte Prozesse

2. **Tiefunelastische $e^{\pm}\mathrm{P}$ Streuung**

   2.1 Instanton-Störungstheorie
   2.2 Gültigkeitsbereich der Voraussagen
   2.3 Rate und Endzustands-Signaturen bei HERA
   2.4 Die ersten Daten (**H1**)

3. **Zusammenfassung**

1. Instantonen

1.1 Topologische Objekte in der Feldtheorie

- Quanten-Feldtheorie in störungstheoretischer Näherung: enorm erfolgreich.
- (Potenzreihen) Entwicklung um triviale Feldkonfiguration $\Phi_i(x) = 0$, für schwache Kopplung $g \ll 1$.
- Materiefelder $\Leftrightarrow$ punktförmige, elem. Objekte (Teilchen).

♣ Klassische Feldgleichungen in

Nicht-linearen Feldtheorien	Nicht-abelschen Eichtheorien

auch stabile, lokalisierte Lösungen mit
raum (-zeit)licher Ausdehnung:

Solitonen	Vortizes, magn. Monopole & **Instantonen**.

♣ $\boxed{\textbf{Gemeinsamer}}$ Grund für Existenz und Stabilität $\Leftrightarrow$
Nicht-triviale **Topologie** der Randbedingungen!

♣ Neue Störungstheorie um solche Lösungen $\Rightarrow$ Einblick in wichtige Quanteneffekte außerhalb der üblichen Störungstheorie um $\Phi_i(x) = 0$!

1.2 Instantonen in der QuantenChromoDynamik

- **Grundzustand in QCD ("Vakuum"):** Gluonen und Quarks mit komplizierter, nicht-perturbativer Wechselwirkung.

- **Betrachte zunächst:** "Reine" $SU(3)_{\rm color}$ Eichtheorie (nur Gluonfelder $A_\mu(x)$ ohne Quarks) $\Leftarrow$ **Topologie?**

- **Lokale Eichsymmetrie**: $\forall\ U(x) \subset SU(3)_{\rm color}$, ist die QCD Lagrange-Dichte $\mathcal{L}[A_\mu(x)]$ invariant unter

$$\boxed{A_\mu(x) \Rightarrow A'_\mu(x) = U^{-1}(x)(A_\mu(x) + \tfrac{i}{g}\partial_\mu)U(x)}$$

- **Gesucht:** Mögliche Grundzustände, charakterisiert durch

$$\boxed{\text{endliche Wirkung } S = \int d^4x\,\mathcal{L}, \quad \text{i.e.} \quad \mathcal{L}[A_\mu(x)] \overset{|x|\to\infty}{\Rightarrow} 0}$$

◇ Erfüllt durch triviale Feldkonfiguration $A_\mu(x) \equiv 0$, $S = 0$ ($\Leftarrow$ übliche Störungstheorie).

◇ Viel zu restriktiv aufgrund lokaler Eichinvarianz $\Rightarrow$

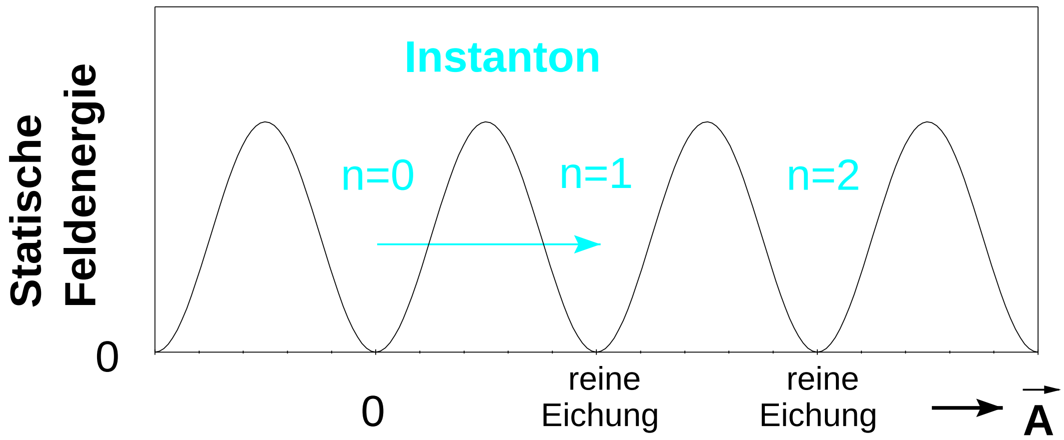
Randbedingungen für Grundzustand
$$\left\{ \boxed{\begin{array}{l} \vec{A}(x) \overset{|x|\to\infty}{\Rightarrow} -\frac{i}{g}\underbrace{U^{-1}(\vec{x})\nabla U(\vec{x})}_{\text{“reine Eichung”}}; \\ A_0(x) = 0 \ (\text{o.B.d.A}) \end{array}} \right.$$

- Möglische Grundzustands-Eichfelder $\vec{A}_\infty[U(\vec{x})]$
  $\Leftrightarrow$ (Homotopie-) Klassen von Abbildungen $\{\vec{x}\}\Rightarrow\{U_n\}$, charakterisiert durch topol. Windungszahl $\boldsymbol{n} = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

  $\Leftrightarrow$ Gluonfelder $A_\mu(x)$ tragen eine ganzzahlige, erhaltene

  $\boxed{\text{topologische Ladung } \boldsymbol{Q} \; (= n - n_0 \;)}$

♣ $\Rightarrow$ ∞ viele, energetisch degenerierte aber topologisch inäquivalente klassische Grundzustände (Fig)!



Instantonen (I), Anti-Instantonen ($\bar{I}$):

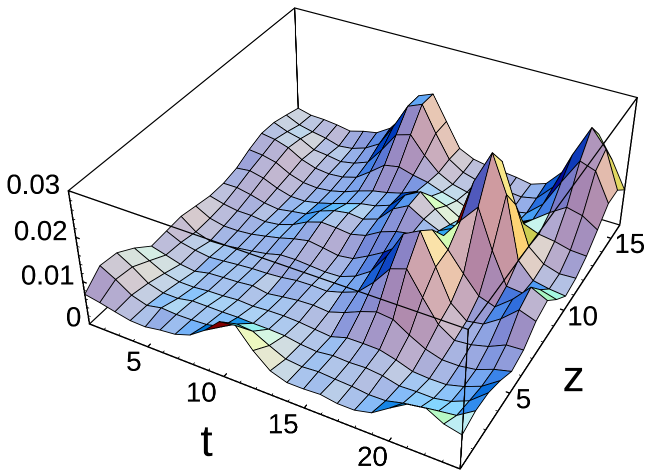
[Belavin *et al.* '75, 't Hooft '76]

◇ Tunnel Übergänge zwischen benachbarten Vakua $n \rightleftharpoons n+1, \boldsymbol{Q} = \Delta n = \pm 1$ (Fig.)

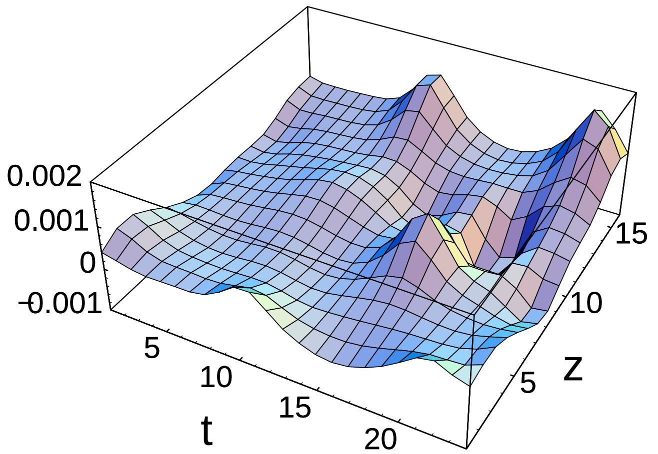
◇ Explizite Lösungen $A_\mu^{(I)}(x)$ der klass. Feldgleichungen (in 4d Euklidischer Raum-Zeit, d.h. für imaginäre Zeit !);

◇ Nicht-perturbative, topologisch nichttriviale Fluktuationen der Gluonfelder, lokalisiert ("instantan") in Zeit und Raum

Lagrangedichte



Topologische Ladungsdichte



(Realistische, nicht-perturbative Gittersimulation, [Chu *et al.*'94], 3 $\boldsymbol{I}$'nen und 2 $\overline{\boldsymbol{I}}$'nen erkennbar!)

Wieso können klassische Lösungen klassisch **verbotene** Phänomene, d.h. Tunneln beschreiben?

Warum imaginäre Zeit? $\Rightarrow$ Illustration in Quantenmechanik:

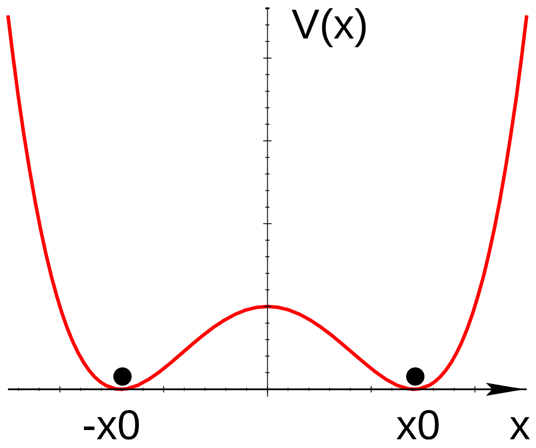
1.3 Ein Quantenmechanisches Instanton

♣ Einfachstes Beispiel, fast alle Ergebnisse analog in nicht-abelschen Eichtheorien, dort nur viel komplizierter. . .

- Betrachte: Teilchen der Masse $m = 1$ in einem **Doppel-Mulden Potential:**

$\boldsymbol{V(x) = g\,(x^2 - x_0^2)^2}$;

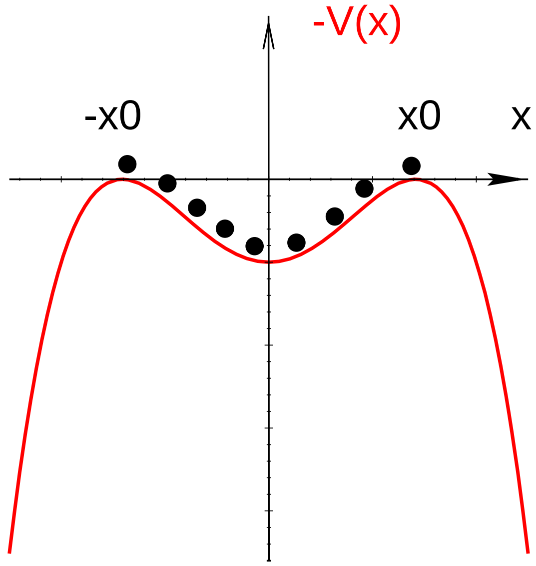
Kopplungsstärke g



$$E = \frac{1}{2}\dot{x}^2 + V(x), \qquad L(x, \dot{x}) = \frac{1}{2}\dot{x}^2 - V(x)$$

- Klassisch:
  - ◇ 2 energetisch degenerierte Grundzustände (d.h. Gleichgewichtslagen) mit $\boldsymbol{E = 0}$ bei $x = \pm x_0$ (Fig.)
  - ◇ Für $\boldsymbol{E = 0}$: keine erlaubte Trajektorie $x(t)$ zwischen $-x_0$ und x_0 wegen Potentialschwelle $V > 0$ (Fig.)
- Quantenmechanisch:
  - ◇ Tunnelübergänge zwischen $-x_0$ und x_0.
  - ◇ $|\,\text{Grundzustand}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|-x_0\rangle + |\,x_0\rangle\}$
- $\boxed{\text{(Semi-)Klassische Beschreibung von Tunneln??}}$

♣ Imaginäre Zeit $t \to -i\tau$: $\Rightarrow\ (\mathrm{d}x/\mathrm{d}t)^2 = -(\mathrm{d}x/\mathrm{d}\tau)^2$



- $-E = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\tau}\right)^2 - V(x) = 0$

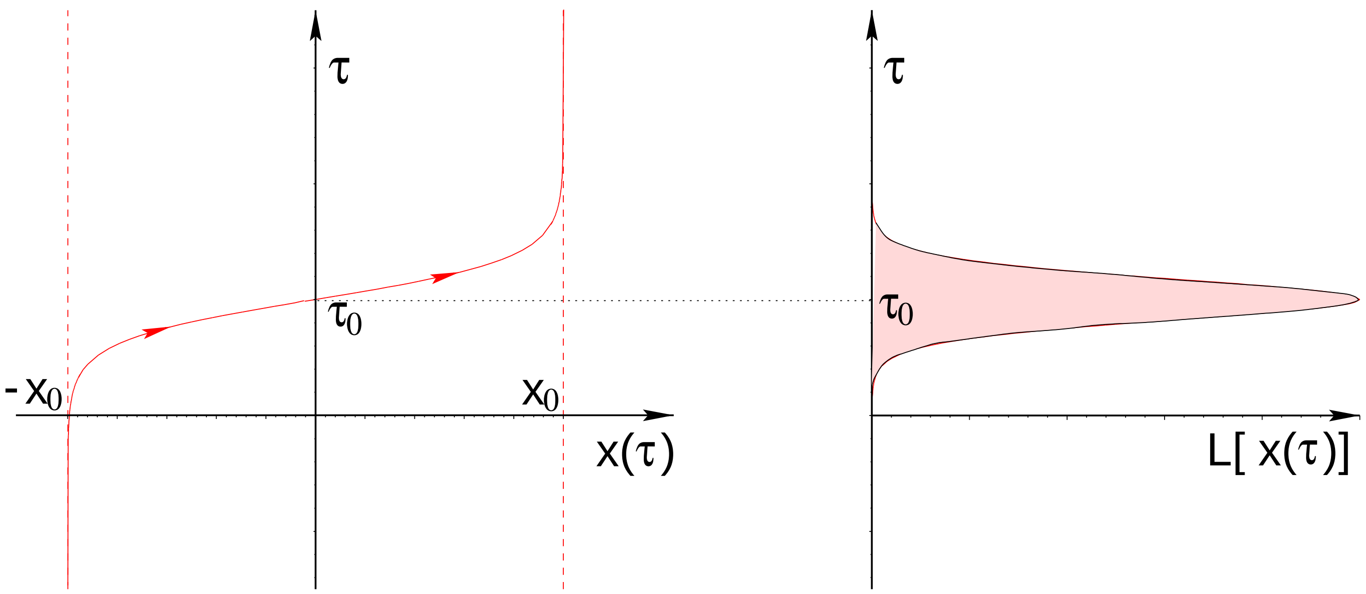
♣ **klassisch erlaubter Weg** zwischen $-x_0$ und x_0 mit $\boldsymbol{E = 0}$ im Potential $-V(x)$!

$$\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{2V(x)}} = \mathrm{d}\tau \;\Rightarrow$$

- $\boldsymbol{x^{(I)}(\tau) = x_0 \tanh(\sqrt{2g}\,x_0[\tau - \tau_0])}$

- Lösung heißt "Instanton", da lokalisiert in (imaginärer) Zeit; Tunneln ist "instantan" in reeller Zeit ['t Hooft '76]

- τ_0 = Zentrum des Instantons in der (imaginären) Zeit



♣ Endliche Wirkung?? $S \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t L(x,\dot{x}) \overset{t=-i\tau}{\Rightarrow} iS_E;$

- Euklidische Wirkung:

$$S_E = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau [\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\tau}\right)^2 + V(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau 2V(x(\tau))$$

- Bedingung der Endlichkeit von $S_E \Rightarrow$ starke Einschränkung für die möglichen Pfade $x(\tau)$ für $\tau \to \pm\infty$

- Instanton-Lösung: $\boldsymbol{x^{(I)}(\tau = \pm\infty)} = \pm x_0 \Rightarrow$

$$\boxed{S_E^{(I)} = \int_{-x_0}^{x_0} \mathrm{d}x \sqrt{2V(x)} = \tfrac{4}{3}\sqrt{2g}x_0^3 \textbf{ endlich}}$$

- **Topologische Klassifikation** der Pfade $x(\tau)$ mit endlicher Wirkung durch ihre Randwerte bei $\tau = \pm\infty$:

  ganzzahlige topologische Ladung:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau \frac{\dot{x}(\tau)}{2x_0} = \frac{x(\infty) - x(-\infty)}{2x_0} = \begin{cases} 0 \\ +1 \text{ Instanton} \\ -1 \text{ Anti} - \text{Instanton} \end{cases}$$

1.4 Harte, Instanton-Induzierte Prozesse

- $\boxed{\text{Instantonen, ein grundlegender Aspekt der QCD !}}$

- Gittersimulationen (s.u.)$\Rightarrow$ Typische $\boldsymbol{I}$-Größe $\rho \approx 0.5$ fm

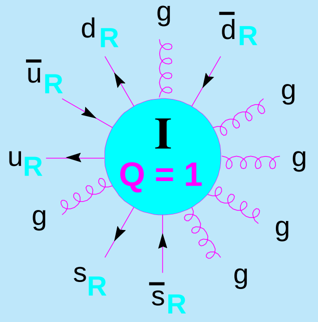
  $\Leftrightarrow$ Theorie: $\boldsymbol{I}$'en, wichtig im Übergangsbereich zwischen partonischer und hadronischer Beschreibung der starken Ww.

- Aber experimenteller Instanton-Nachweis **fehlt** bisher!

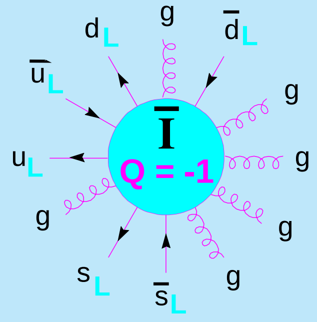
- **Jedoch. . .** [Ringwald & F. Sch. '94 - '00]

  Charakteristische Manifestation von Instantonen bei kleinen Abständen ausnutzbar für experimentelle Suche!

['t Hooft '76]: QCD -Instantonen induzieren harte Prozesse mit Verletzung der **"Chiralität"** $\boxed{\chi = \#(q+\bar{q})_{\mathrm{R}} - \#(q+\bar{q})_{\mathrm{L}}}$



$$\boxed{\Delta\,\chi = 2n_{\mathrm{f}} \cdot \mathcal{Q}}$$



◇ verboten in üblicher störungstheor. Näherung ($\mathcal{Q} = 0$!)

◇ Auswahlregel in Übereinstimmung mit der allgemeinen Adler-Bell-Jackiw ANOMALIE Relation für die volle QCD

♣ **Tiefunelastische $e^{\pm}$P Streuung bei HERA** bietet einmalige Entdeckungsmöglichkeit für Instanton-induzierte Ereignisse aufgrund

◇ deren charakteristischer Endzustands-Signatur

[Ringwald & F. Sch. ‘94 - ‘99, Carli, Gerigk, Ringwald & F. Sch. hep-ph/9906441]

◇ einer messbaren Rate,

berechenbar im Rahmen von “Instanton-Störungstheorie”

[Ringwald & F. Sch., Phys. Lett **B459** (1999) 249; **B438** (1998) 217;

Moch, Ringwald & F. Sch., Nucl. Phys. **B507** (1997) 134]

♣ Schlüsseleigenschaft: harte tiefunelastische Skala $\mathcal{Q}$ unterdrückt Instantonen mit großer Ausdehnung $\rho \gtrsim \mathcal{Q}^{-1}$, über die man theoretisch keine Kontrolle hat!

2. Tiefunelastische $e^{\pm}$P Streuung

2.1 Instanton-Störungstheorie

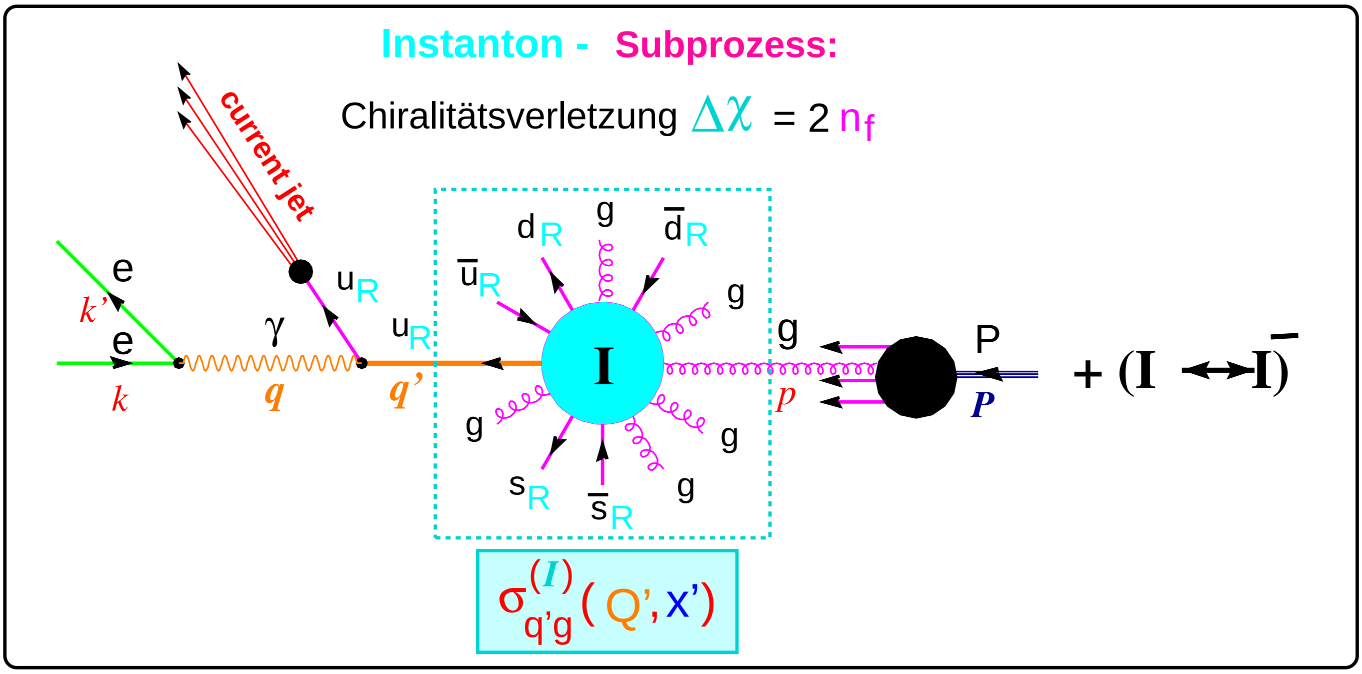
[Ringwald & F. Sch., Phys. Lett **B438** (1998) 217,
Moch, Ringwald & F. Sch., Nucl. Phys. **B507** (1997)]

- **Theoretischer Rahmen**: “I-Störungstheorie”

für verdünntes “Gas” von I’en, $\overline{I}$’en und kleines α_s, d.h.

Entwicklung um bekannte, klassische I-Lösung $A_\mu^{(I)}(x)$ (anstatt um $A_\mu(x) = 0$).

- Führender, I-induzierter, chiralitäts-verletzender Prozess im **tiefunelastischen** Bereich der $e^{\pm}\mathrm{P}$ Streuung:



- I-Subprozess mit eigenen **Bjorken**-Variabeln, $\boxed{(\boldsymbol{Q'^{\,2}}, \boldsymbol{x'})}$:

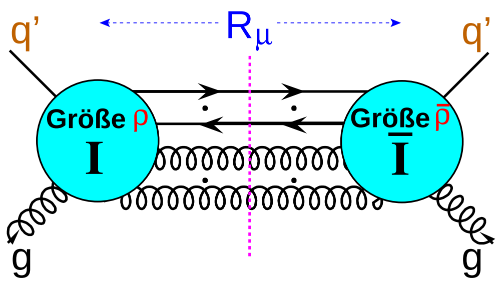
$$\text{großes}\quad Q'^{\,2} = -q'^{\,2} > 0; \quad x' = \frac{Q'^{\,2}}{2p\cdot q'} \leq 1 \quad \text{fest}$$

- Faktorisierung in I-Störungstheorie (Bjorken Limes):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{HERA}}{}^{(I)}}{\mathrm{d}x'\mathrm{d}Q'^{\,2}} \simeq \frac{\mathrm{d}\mathcal{L}^{(I)}_{q'g}}{\mathrm{d}x'\mathrm{d}Q'^{\,2}} \cdot \boxed{\sigma^{(I)}_{q'g}(Q', x')}$$

- Differentielle Luminosität, $\mathrm{d}\mathcal{L}^{(I)}_{q'g}$: Anzahl der $q'g$ Stöße pro $e\mathrm{P}$ Stoß $\Leftrightarrow$ Integrale über bekannte Fluß-Faktoren.

- Wesentliche Instanton-Dynamik im totalen Wirkungsquerschnitt des $\boldsymbol{I}$-Subprozesses $q'g \stackrel{I}{\Rightarrow} X$!

$\sigma^{(I)}_{q'g} \sim$ 

$$\sigma^{(\boldsymbol{I})}_{q'\,g} = \int d^4R\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,(p+q')\cdot R} \int_0^\infty d\rho \int_0^\infty d\overline{\rho}\ \mathrm{e}^{-(\rho+\overline{\rho})Q'}$$
$$\times\ D(\rho)\,D(\overline{\rho}) \int dU\ \mathrm{e}^{-\frac{4\pi}{\alpha_S}\,\Omega\left(U,\frac{R^2}{\rho\overline{\rho}},\frac{\overline{\rho}}{\rho}\right)}\ \{\ldots\}$$

Integration über alle **“kollektiven $(\boldsymbol{I},\overline{\boldsymbol{I}})$-Koordinaten”**:
$(\rho,\overline{\rho})$ = $(\boldsymbol{I},\overline{\boldsymbol{I}})$-Größe, R_μ=$I\overline{I}$-Abstand, U= relative $I\overline{I}$ color-Orientierung.

$\sigma^{(I)}_{q'g}(Q',x')$ hängt von 2 wichtigen Objekten des $\boldsymbol{I}$-Calculus ab:

$D(\rho)$ = $\boldsymbol{I}$-Größen Verteilung ; $\Omega\left(U,\frac{R^2}{\rho\overline{\rho}},\frac{\overline{\rho}}{\rho}\right)$ = $I\overline{I}$-Wechselwirkung

◇ Beide sind **bekannt** in $\boldsymbol{I}$-Störungstheorie, formal für

$\alpha_s(\mu_r)\ln(\mu_r\rho) \ll 1$ und $\frac{R^2}{\rho\overline{\rho}} \gg 1$

(μ_r = Renormierungs-Skala).

◇ $D(\rho) \propto \rho^{6-2/3n_f+\mathcal{O}(\alpha)}$ zerstört i.a. Berechenbarkeit von I-Observabeln, da $(\rho, \overline{\rho})$-Integrale für großes ρ divergieren

♣ **Ausnahme tiefunelastische Streuung:** q'-Formfaktor $\exp(-Q'(\rho+\overline{\rho}))$ $\Rightarrow$ **kleine** $(I, \overline{I})$ mit $(\rho, \overline{\rho}) \lesssim 1/Q'$

♣ Für (großes) $Q' \neq 0$, alle kollektiven Koordinaten-Integrationen in $\sigma^{(I)}_{q'g}$ via eindeutigen Sattelpunkt ausführbar

$U^* \Leftrightarrow$ attraktivste color-Orientierung

$$\rho^* = \overline{\rho}^* \sim \frac{4\pi}{\alpha_s(\frac{1}{\rho^*})}\frac{1}{Q'}; \qquad \frac{R^{*\,2}}{\rho^{*\,2}} \overset{Q' \text{ groß}}{\sim} 4\frac{x'}{1-x'}$$

◇ Sattelpunkt$\Rightarrow$ tatsächlich, für großes Q' und kleines $(1-x')$: verdünntes "Gas" von kleinen $(I, \overline{I})$, da $\frac{R}{\rho} \gg 1$ und $\rho \sim \frac{1}{Q'}$!

$D(\rho)$ und $\Omega\left(U, \frac{R^2}{\rho\overline{\rho}}, \frac{\overline{\rho}}{\rho}\right)$: Link zw. **tiefunel. Streuung** und **Gitter**-Observabeln!

◇ **Gitter-Daten** $\Rightarrow$ Nicht-perturbative Information über Gültigkeitsbereich der I-störungstheor. Form in (ρ, R)

◇ **Sattelpunkt**-Relation: $(\rho^*, R^*) \Leftrightarrow (Q', x') \Rightarrow$

Gültigkeitsbereich in (Q', x') für **tiefunel. Streuung**!

2.2 Gültigkeitsbereich der Voraussagen

[Ringwald & F. Sch., Phys. Lett. **B 459** (1999) 249; **B 438** (1998) 217,]

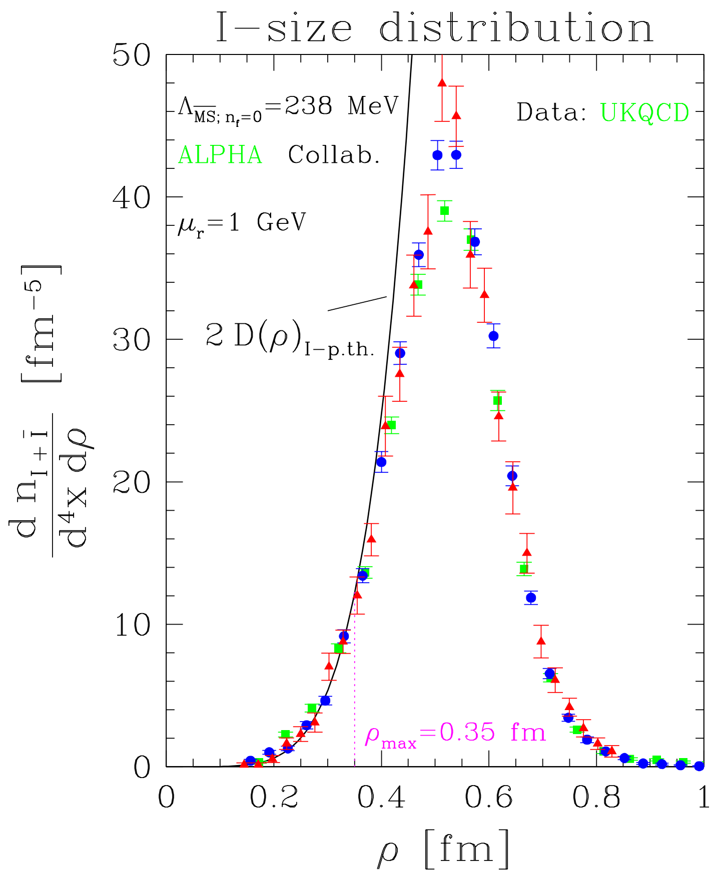
- **QCD Gitter-Simulationen:** "Schnappschüsse" des QCD - Vakuums in (Euklidischer) Raum-Zeit, einschließlich aller nicht-perturbativer, topologischer Effekte wie Instantonen!

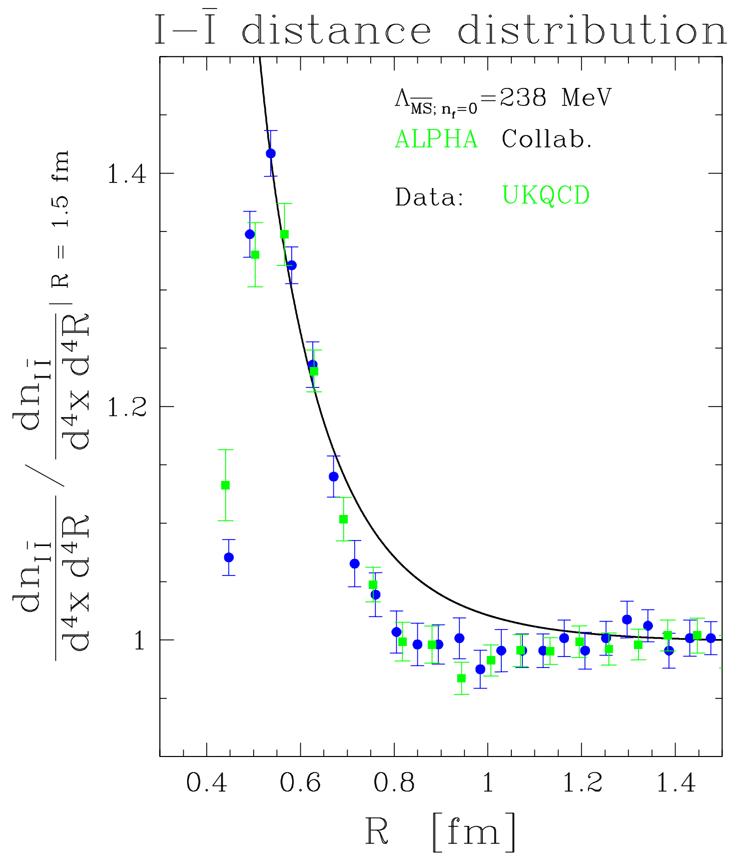
- Reanalyse neuerer Gitter-Daten für QCD $_{n_f=0}$ von hoher Qualität [UKQCD, Smith & Teper, '98]

◇ Gültigkeitsbereich von $\boldsymbol{I}$-Störungstheorie in (Q', x')?

- ≈ **parameterfreier Vergleich in** (ρ, R)**:**

  [UKQCD] Gitter-Daten $\overset{?}{\Leftrightarrow}$ $\boldsymbol{I}$-Störungstheorie (—, Figs.)



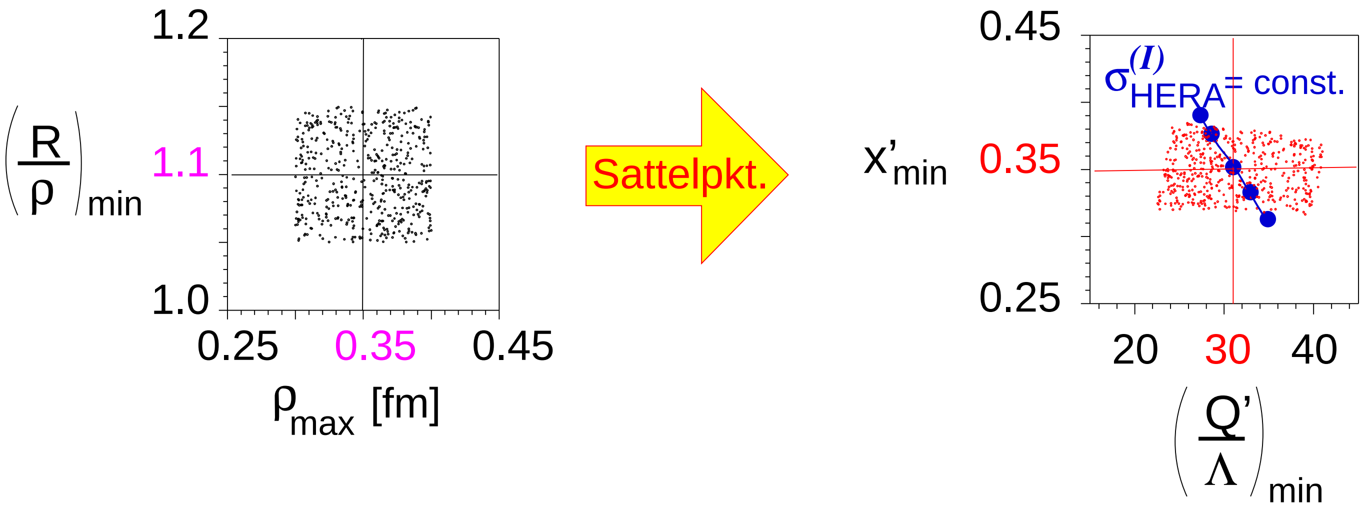


I-Störungstheorie quantitativ gültig für

$$\boxed{\rho \lesssim \rho_{\max} = 0.35 \pm 0.05 \text{ fm} \qquad \frac{R}{\rho} \gtrsim \left(\frac{R}{\rho}\right)_{\min} = 1.1 \pm 0.05}$$

$\Rightarrow$ Schnitte $\left(\left(\frac{Q'}{\Lambda}\right)_{\min}, {x'}_{\min}\right)$ für **HERA**-Voraussagen:

Gitter Daten [UKQCD] **Tiefunelastische Steuung**



Ausnutzung der **Gitter-Daten** erhöht die Zuverlässigkeit unserer theoretischen Voraussagen bei **HERA** drastisch!

Sicherheitshalber:

Zusätzlicher "technischer" Schnitt in Q^2: $\quad Q^2_{\min} \approx {Q'}^2_{\min}$

Garantiert Dominanz von "planaren" Graphen in $\sigma^{(I)}_{\rm HERA}$ und Endzustands-Observabeln;

"Nicht-planare" Beiträge sehr schwierig/langsam zu berechnen $\Rightarrow$ ignoriert!

2.3 Rate und Endzustands-Signaturen bei HERA

Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(I)}{}_{\mathrm{HERA}}$

'Upgrade' von [Ringwald & F. Sch., Phys. Lett **B438** (1998) 217]

◇ $\Lambda^{(n_f=3)}_{\overline{\mathrm{MS}}}$**-Abhängigkeit?**

$\Leftarrow$ PDG'98 $\Leftarrow$ PDG '96

$\Leftarrow$ $Q'_{\mathrm{min}} \propto \Lambda^{(n_f)}_{\overline{\mathrm{MS}}} \Leftarrow$ Gitter

- Stets 3-Schleifen Relationen $\alpha_s \Leftrightarrow \Lambda^{(n_f)}_{\overline{\mathrm{MS}}}$
- Stark reduzierte Unsicherheit von $\delta\Lambda_{\overline{\mathrm{MS}}}$

	PDG '96 $\Rightarrow$	PDG '98	PDG '98
$\alpha_s(M_Z)$	0.113 (DIS!)	0.119 ± 0.002	0.119 ± 0.002
$\Lambda^{(3)}_{\overline{\mathrm{MS}}}$ [MeV]	260^{+66}_{-64}	$346\,^{+31}_{-29}$	$346\,^{+31}_{-29}$
Schnitte	$Q' \geq 8$ GeV	$\frac{Q'}{\Lambda^{(n_f)}_{\overline{\mathrm{MS}}}} \geq 30.8$	$\frac{(Q,Q')}{\Lambda^{(n_f)}_{\overline{\mathrm{MS}}}} \geq 30.8$
	$x' \gtrsim 0.35,\ x_{\mathrm{Bj}} \geq 10^{-3},\ 0.1 \leq y_{\mathrm{Bj}} \leq 0.9$		
$\sigma^{(I)}{}_{\mathrm{HERA}}$ [pb]	126^{+300}_{-100}	$\mathbf{89}\,^{-15}_{+18}$	$\mathbf{29}\,^{-7.5}_{+10}$

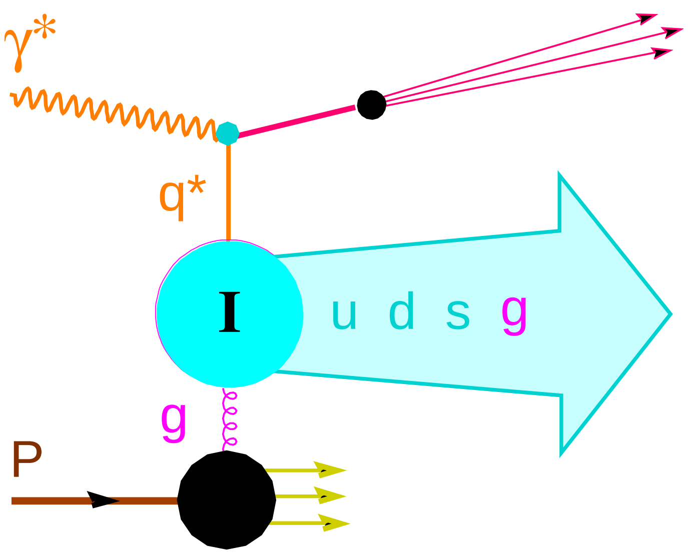
♣ **H1 $\oplus$ ZEUS**: $\int_{1996}^{2000} \mathcal{L} dt = 2\,\mathcal{O}(75)\ \mathrm{pb}^{-1} \ \Rightarrow$

$\mathcal{O}(13300)$ bzw. $\mathcal{O}(4350)$ I-induzierte Ereignisse innerhalb des Gültigkeitsbereichs von I-Störungstheorie auf Band **!?**

◇ **Charakteristische Endzustands-Signatur**

- **Unverzichtbares Werkzeug:** "Monte-Carlo" Generator-Paket zur Simulation von Instanton-Ereignissen bei **HERA**:

  "QCDINS 2.0" [Gibbs, Ringwald & F. Sch. '95, Ringwald & F. Sch '99, Comput. Phys. Com. im Druck (**long-wite-up**); **QCDINS WEB-Seite**: http://www.desy.de/~t00fri/qcdins/qcdins.html]



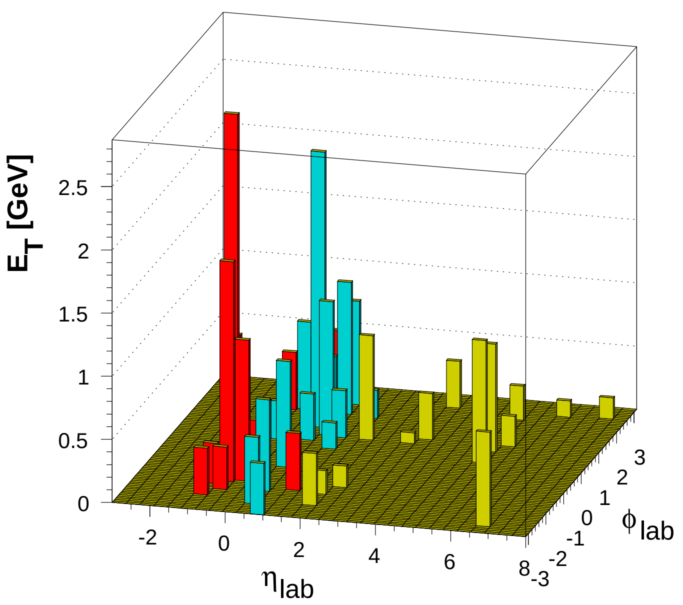
- Current Jet

- "Band"-Region: ⇔

"Feuerball" zerfällt **isotrop** im $\boldsymbol{I}$- Ruhe-System in

$n_f \cdot q + n_f \cdot \overline{q} + \mathcal{O}(\frac{1}{\alpha}) \cdot g =$

$\mathcal{O}(10)$ Partonen



◇ Großes Gesamt-E_t

◇ Große Multiplizität

◇ "u, d, s Flavour-Demokratie": **Strangeness** $\Rightarrow K^0, \Lambda$'s

◇ Keine weiteren Jets

2.4 Die Ersten Daten (H1)

[S. Mikocki für H1-Kollaboration, DIS2000, Liverpool 25.-30. April 2000]

◇ $\boxed{\text{Suchstrategie}}$ [T. Carli, J. Gerigk, A. Ringwald & F. Sch., hep-ph/9906441]

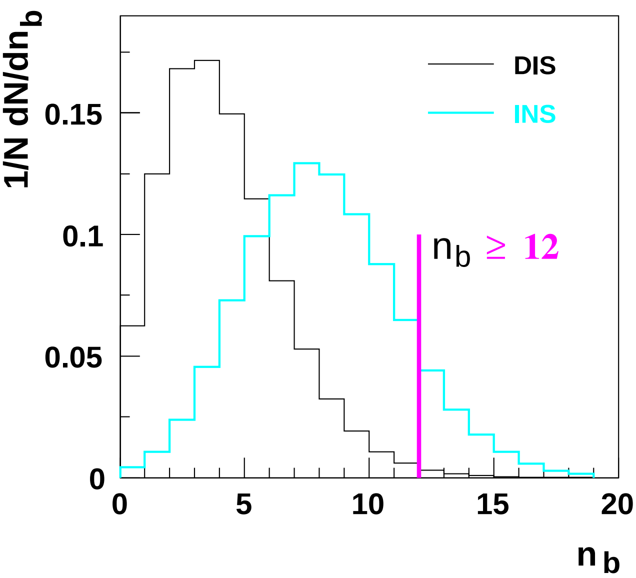
- Isolation "$\boldsymbol{I}$-angereicherter Daten" durch Schnitte an einen Satz von geeigneten Observabeln. Optimierung von

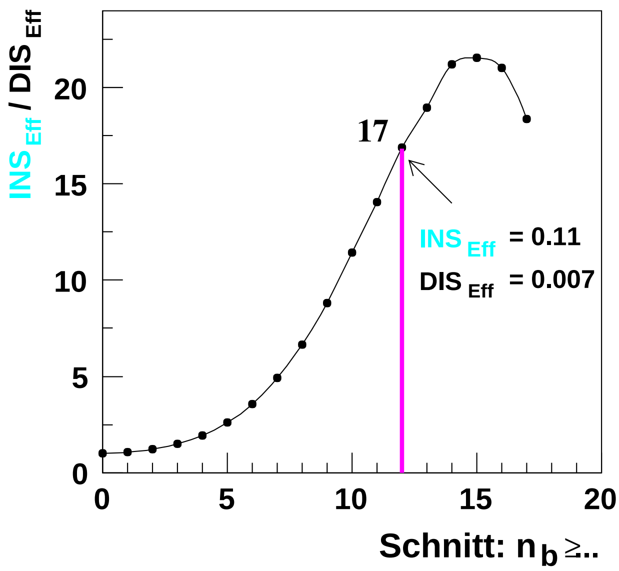
$$\boldsymbol{I}\text{-Trennvermögen} = \frac{\mathrm{INS}_{\mathrm{Effizienz}}}{\mathrm{DIS}_{\mathrm{Effizienz}}}$$

wobei $\left\{ \begin{array}{l} \text{INS} = \text{Instanton} \\ \text{DIS} = \text{normale tiefunelastische QCD} \end{array} \right\}$ Ereignisse

von entsprechenden Monte-Carlo Generatoren

- Für einzelne Observable $\boldsymbol{I}\text{-Trennvermögen} \lesssim \mathcal{O}(20)$, z.B. Verteilung von $\mathrm{n_b}$ = Zahl geladener Hadronen im $\boldsymbol{I}$-"Band",





- **Analyse mit mehreren Observabeln** nötig. Satz der " 6 besten" (unter ~ 30) erhöhen $\boldsymbol{I}$-Trennvermögen auf $\mathcal{O}(130)$!

◇ Observabeln und **H1**-Analyse

- Daten von 1997: $\int \mathcal{L} dt = 15.78\,\mathrm{pb}^{-1}$; 280000 verw. Events

- Finde Jet mit größtem Et ("Current Jet") via 'cone'-Algorithmus (R = 0.5).

  Subtrahiere Hadronen dieses Jets und definiere $\boldsymbol{I}$-"Band" in η durch $\bar{\eta} \pm 1.1$ mit $\bar{\eta} = \frac{\sum_{\text{hadrons h}} \eta_h \cdot Et_h}{\sum_{\text{hadrons h}} Et_h}$

- Optimierte Schnitte auf die folgenden 3 Observabeln:

n_b	Zahl der geladenen Teilchen im $\boldsymbol{I}$-"Band"
Sph	Sphärizität im Ruhe-System der "Nicht-Jet"-Teilchen
$Q'^{\,2}_{\text{rec}}$	Rekonstruierte Virtualität des $\boldsymbol{I}$-Subprozess Quarks q'

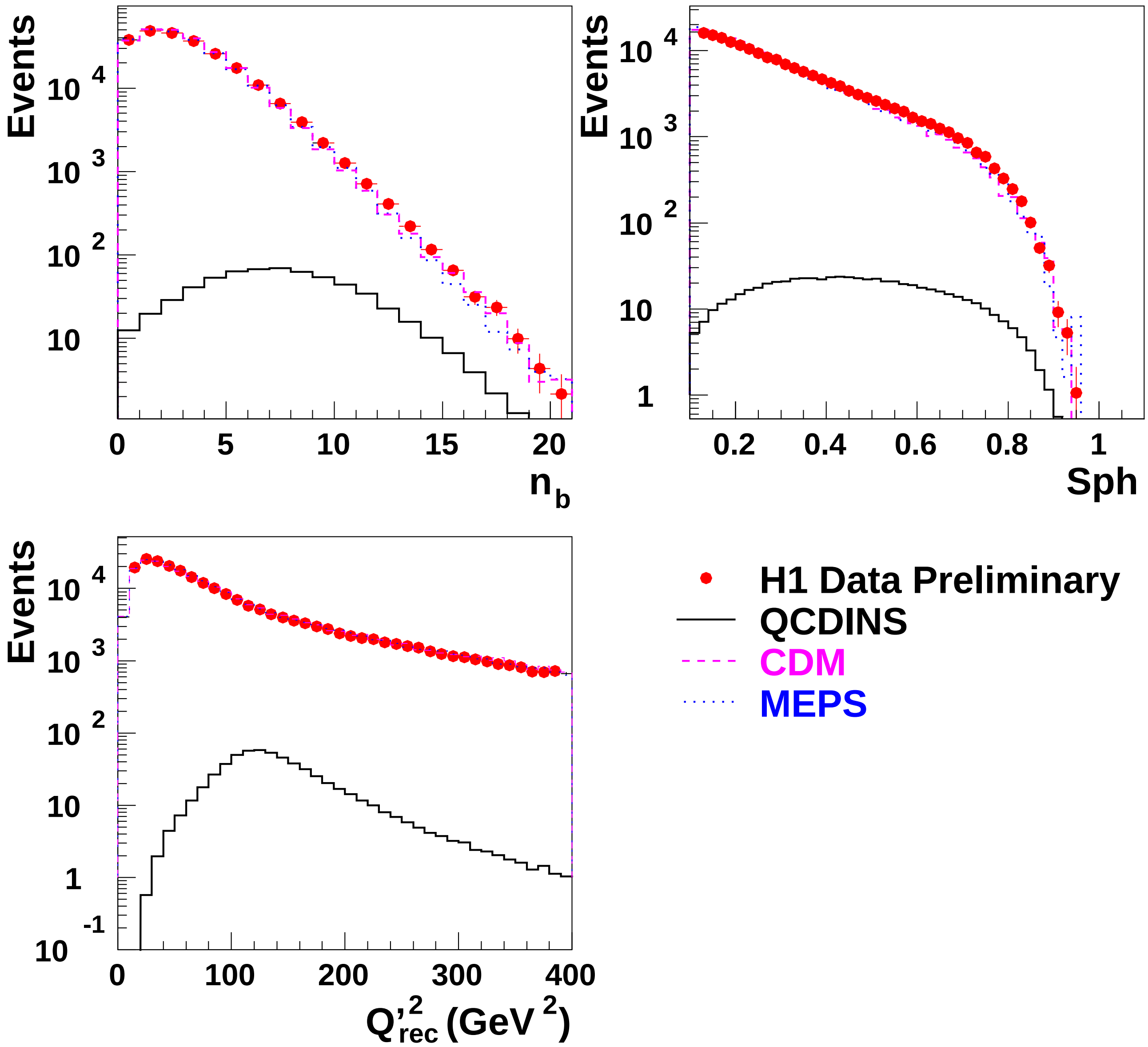
- Betrachte 3 weitere $\boldsymbol{I}$-empfindliche Observabeln (im "hadronischen CMS") ohne zusätzliche Schnitte:

Et_b	Gesamte Transversal-Energie im $\boldsymbol{I}$-"Band"
Δ_b	Et-gewichtete azimutal-Isotropie
Et_{jet}	Transversal-Energie des 'Current-Jets'

◊ Erste Ergebnisse (H1 'preliminary')

- Zwei verschiedene Monte Carlo Generatoren CDM = "Color Dipole Model" und MEPS für tiefunelastischen Untergrund

- Liefern insgesamt gute (5 - 20 %) Beschreibung der Daten vor Schnitten, z.B.

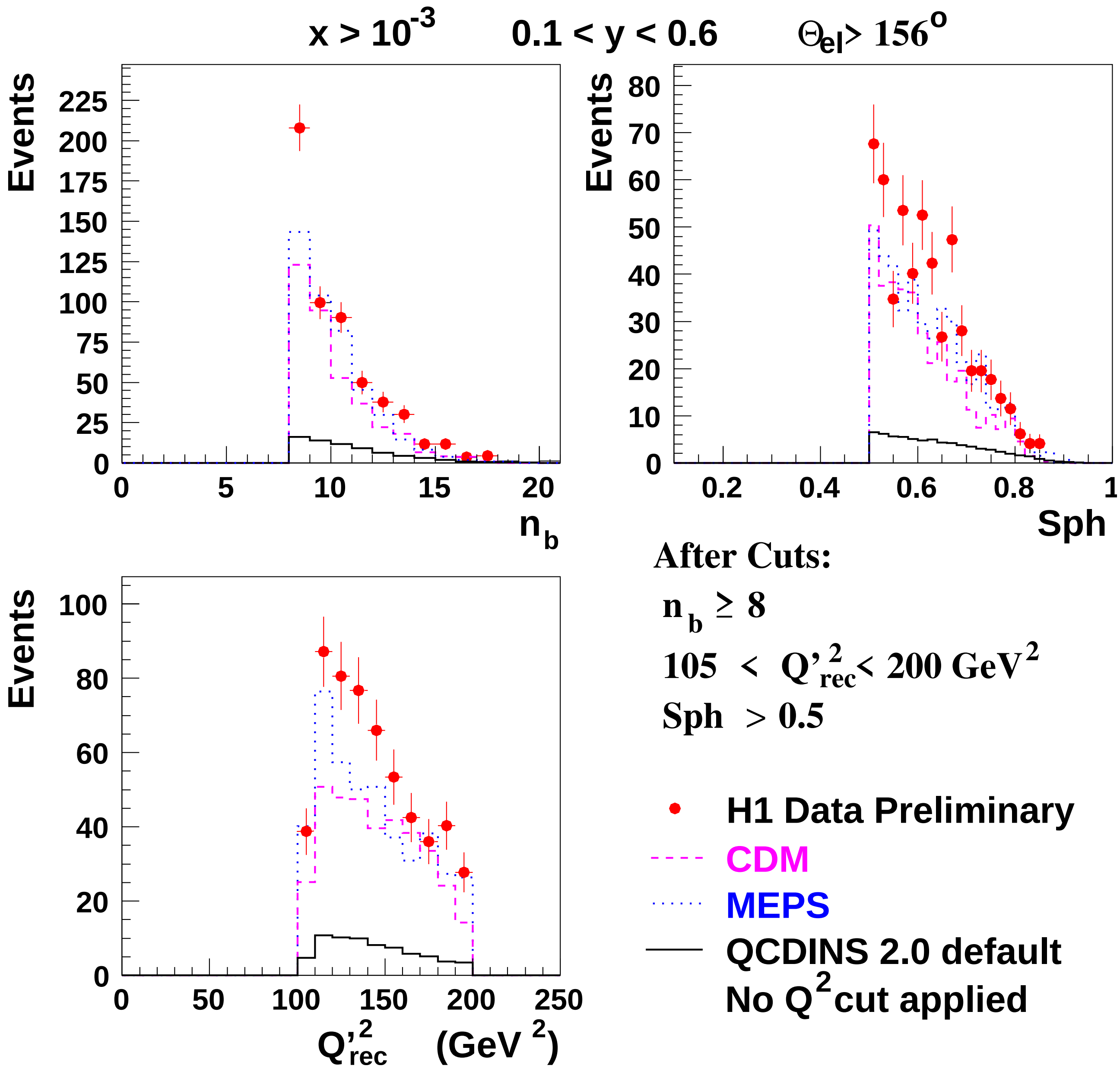


- **Nach Schnitten:**
  Untergrund Reduktion um Faktor $\sim 600 - 800$ erreicht!

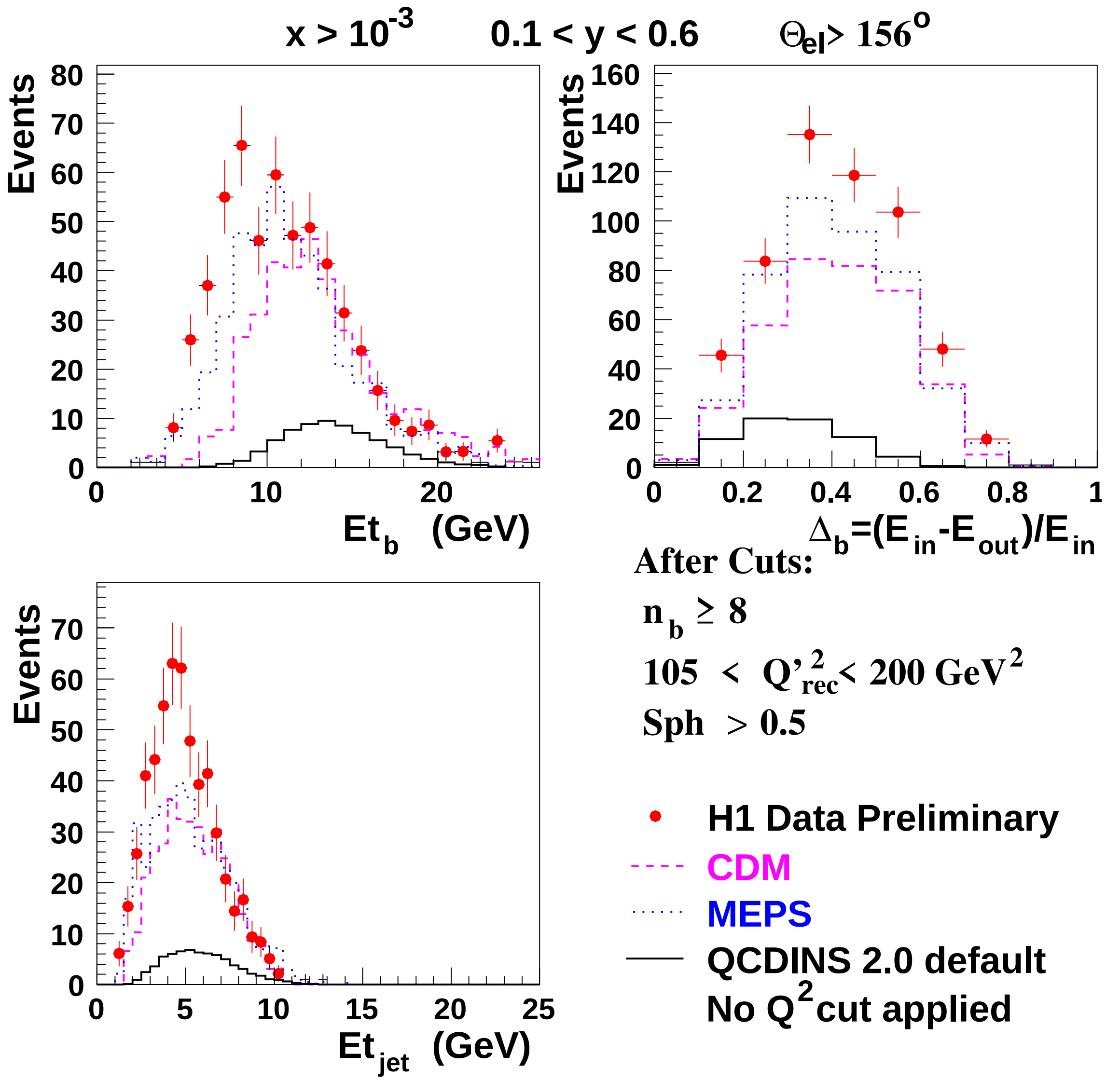
- Beobachte signifikanten Überschuss an Ereignissen

gemessen	erwartet	
	CDM	MEPS
549	363^{+22}_{-26}	435^{+36}_{-22}

- 3 geschnittene Verteilungen:



- 3 nicht geschnittene Verteilungen:



♣ Qualitative Ähnlichkeit von Überschuß mit Form der Instanton-Voraussage für die meisten der 6 Observabeln

♣ Instanton-Voraussage mit default Parametern in der benötigten Größenordnung

- Untersuchung theoretischer Unsicherheiten 'in progress'.
- Interessanter Anfang der experimentellen Suche!

3. Zusammenfassung

- Instantonen, als nicht-perturbative, topologische Fluktuationen der Gluonfelder, sind ein essentieller Aspekt von QCD

- Tunnelübergänge, signalisiert durch Existenz von charakteristischen, harten Prozessen mit Chiralitätsverletzung.

- Entdeckung von QCD -Instanton Ereignissen wäre von grundlegender Bedeutung.

- **HERA** bietet dafür eine einzigartige Möglichkeit in tiefunelastischer $e^{\pm}\mathrm{P}$ Streuung

- Systematische theoretische und phänomenologische Untersuchung des "Entdeckungs-Potentials":

  Rate im messbaren Bereich; Ereignis-Signatur!

- Erste **HERA**-Daten (**H1** 'preliminary'):
  - signifikanter Überschuss rel. zur Monte-Carlo Erwartung
  - Qualitative Ähnlichkeit mit Form der Instanton-Voraussage für die meisten der 6 betrachteten Observabeln
  - Unsere Instanton-Voraussage mit default Parametern in der benötigten Größenordnung

- **Es wird spannend. . .**