

4. Vorlesung

Zusammenfassung: semiklassische Betrachtungen

+ 2. Übungsaufgabe

4. Effektive Photon-Masse

- Lagrange-Formalismus und Proca-Gleichung

Literatur: z.B. Ebert, Eichtheorien; Jackson, Classical Electrodynamics

5. Masse in der Quantenelektrodynamik

- Kurzeinführung in die QED (Erinnerung)

Literatur: z.B. Bjorken-Drell, Relativistische Quantenmechanik

- Lagrange-Funktion, Massenterm, Photonfeld und Wechselwirkung
siehe auch Vorlesung „Teilchenphysik f. Fortgeschrittene“

- Renormierung und ihre Interpretation

- Regularisierung über Abschneideparameter
- Dimensionale Regularisierung

- Die „laufende“ Elektronmasse

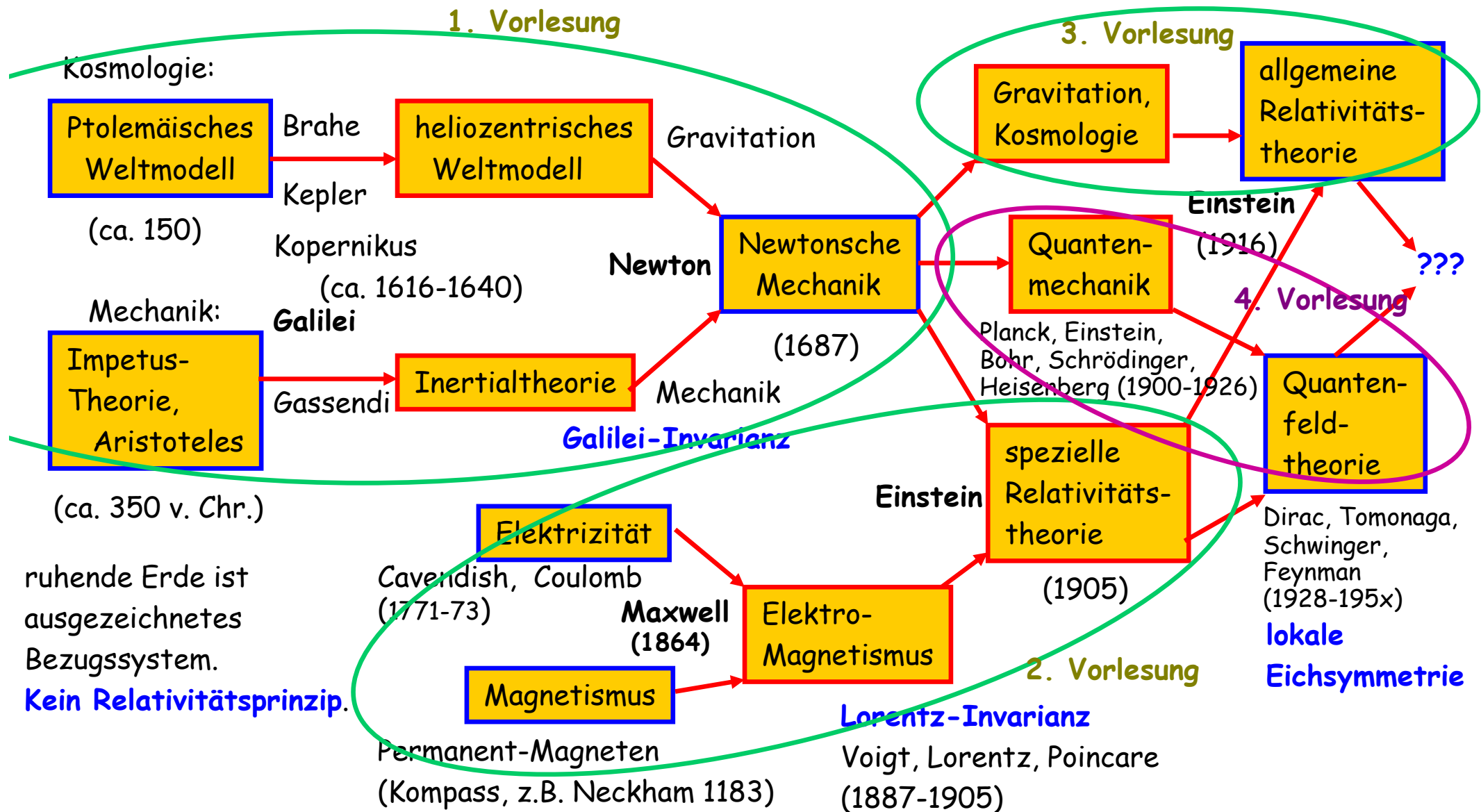
- Die Elektronmasse: was wissen wir wirklich?

Zusammenfassung der semi-klassischen Betrachtungen

Masse = Energie, und Energie = Masse

- ⇒ Jedes zusammengesetzte mechanische System hat eine Masse.
- ⇒ Massive Systeme können aus masselosen Teilchen aufgebaut sein (kinetische Energie, siehe auch Aufgabe 1).
- ⇒ Elektromagnetische Feldenergie trägt zur Masse eines Systems von geladenen Teilchen bei (potentielle Energie, siehe auch Aufgabe 2).
- ⇒ Jedes elektromagnetisch geladene Teilchen (Ladung oder magnetisches Moment) ist notwendigerweise massiv.
- ⇒ Jedem geladenen Teilchen kann ein „klassischer Radius“ $r = \alpha/m$ zugeordnet werden (Annahme: Gesamtmasse = Feldenergie). Dieser spielt eine Rolle in vielen semiklassischen Berechnungen, entspricht aber nicht der tatsächlichen „Größe“ eines Teilchens.
-> quantenmechanische Aspekte können meist nicht vernachlässigt werden. Dies gilt insbesondere für „elementare Teilchen“.

Raum-Zeit-Symmetrien und die Vereinheitlichung der Kräfte



4. Die effektive Photon-Masse

- Freies Photon ist masselos.
- Aber: Photon in Materie (im äusseren elektrischen Feld) kann effektive Masse bekommen.
- Im allgemeinen: Gruppengeschwindigkeit der Photonen in Materie (z.B. Glas) $\neq c$. \Rightarrow effektive Masse
 - woher kommt diese Masse? (Energie)
 \Rightarrow Anregung (kinetische Energie) der Elektronen im Medium + Feldenergie (potentielle Energie) des Mediums
 - Photonen mit effektiver Masse beschrieben durch Proca-Gleichung (Klein-Gordon-Gleichung für Vektorfeld)
 \Rightarrow Kurzeinführung in Feldtheorie

Der Lagrange-Formalismus

- siehe auch Vorlesung "Teilchenphysik f. Fortgeschrittene", C. Hagner + A.G.

Klassische Mechanik: Lagrange-Funktion \rightarrow Euler-Lagrange-Gleichung \rightarrow Bewegungsgleichungen.
Lagrange-Funktion: $L=L(q, \partial_t q)$
verallg. Koordinaten $q, \partial_t q$.

Euler-Lagrange:

$$\frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial (\partial_t q)} = 0 \quad \rightarrow \text{Bewegungsgleichungen!}$$

Beispiel: Punktteilchen:

$$L = T - V = \frac{p^2}{2m} - V = \frac{1}{2} m \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)^2 - V = \frac{1}{2} m (\partial_t x)^2 - V$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial q} &= \frac{\partial L}{\partial x} = -\frac{\partial V}{\partial x} = -F \\ \frac{\partial L}{\partial (\partial_t q)} &= \frac{\partial L}{\partial (\partial_t x)} = m(\partial_t x) = p \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial (\partial_t q)} &= \frac{d}{dt} p \end{aligned}$$

Ergebnis: Newtons Gesetz:

$$F = \frac{d}{dt} p$$

Ausweitung auf Felder (allgemein ϕ):

– Verallgemeinerte Koordinaten: $L=L(\phi, \partial_\mu \phi)$.

– Lagrange-Funktion \rightarrow Lagrange-Dichte

Anmerkung: Wirkung $S = \int d^4x L$, $[L] = \text{GeV}^4$

– Euler-Lagrange:

$$\frac{\partial L}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0$$

Beispiel Klein-Gordon-Gleichung:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} m^2 \phi^2$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \phi} &= -m^2 \phi \\ \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) &= \partial_\mu (\partial^\mu \phi) = \partial_\mu \partial^\mu \phi \end{aligned}$$

... es folgt also:

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m^2 \phi = 0$$

... was der ersten Definition der Klein-Gordon-Gleichung entspricht:

Der elektromagnetische Feldtensor

- siehe auch Vorlesung "Teilchenphysik f. Fortgeschrittene", C. Hagner und A.G.

Am Beispiel der Maxwell-Gleichungen:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \rho & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

Da das B-Feld divergenzfrei ist, kann man es als Rotation eines Vektorfeldes schreiben:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

Einsetzen in Gleichung für rot(E):

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= 0 \Rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \phi \\ \Rightarrow \vec{E} &= -\vec{\nabla} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\end{aligned}$$

Aber: ϕ und A sind nicht eindeutig festgelegt:
Mit beliebiger skalarer Funktion χ und

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \chi, \quad \phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}$$

ergeben sich die gleichen Felder E und B .

Fasst man ϕ und A zusammen (Viererpotential),
dann lautet diese **Eichtransformation**:

$$A^\mu = (\phi, \vec{A}) \Rightarrow A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi$$

Da auch die Maxwell-Gleichungen (form-)unverändert bleiben

→ Eichinvarianz der Elektrodynamik.

Einfacher in kovarianter Schreibweise mit dem Feldstärketensor $F_{\mu\nu}$:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = \begin{pmatrix} 0 & E_1 & E_2 & E_3 \\ -E_1 & 0 & -B_3 & B_2 \\ -E_2 & B_3 & 0 & -B_1 \\ -E_3 & -B_2 & B_1 & 0 \end{pmatrix}$$

Die Maxwell-Gleichungen lauten damit:

$$\begin{aligned}\partial_\lambda F_{\mu\nu} + \partial_\mu F_{\nu\lambda} + \partial_\nu F_{\lambda\mu} &= 0 \\ \partial^\mu F_{\mu\nu} &= j_\nu\end{aligned}$$

Bemerkungen:

- Durch Differenzieren der zweiten Gleichung folgt die Kontinuitätsgleichung.
- Einsetzen der Definition von $F_{\mu\nu}$ in zweite Gleichung ergibt Wellengleichung für A^μ .
- Oft Wahl (Lorentz-Eichung, später nützlich):

$$\partial_\mu A^\mu = 0$$

Proca-Gleichung und Eich-Invarianz

Die Wellengleichung des Photons lautet (Lorentz-Eichung):

$$\partial^\mu F_{\mu\nu} = j_\nu \quad \text{Lorentz-Eichung:} \quad \partial_\mu A^\mu = 0$$

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu (\partial_\mu A^\mu) = \partial_\mu \partial^\mu A^\nu = j^\nu$$

Wellengleichung des Photons im Vakuum:

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = 0$$

Dieser Ausdruck ist invariant gegenüber der Transformation:

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi$$

$$\rightarrow \partial_\mu \partial^\mu \partial^\nu \chi - \partial^\nu \partial_\mu \partial^\mu \chi = 0$$

Die Wellengleichung eines massiven Vektorbosons oder Feldes W mit Masse M_W hingegen ... im Vakuum

$$(\partial_\mu \partial^\mu + M_W^2) W^\nu - \partial^\nu (\partial_\mu W^\mu) = 0 \quad \text{Proca-Gleichung}$$

... ist NICHT invariant (rechnen!) – für massive Vektorbosonen gibt es keine Eichinvarianz!

Alternativer Weg:

$$L(A_\mu) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2} (E^2 - B^2)$$

Ein Masseterm des Feldes A zerstört Invarianz:

$$\frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2} m_A^2 (A_\mu A^\mu + \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \dots)$$

■ Lagrange-Funktion für massives Photon ist nicht eichinvariant!
- trotzdem nützlich für "effektive" Anwendungen

warum ist Eichinvarianz wichtig?

- Nöther-Theorem:

Invarianz der Lagrange-Dichte bezüglich "Eichung"

=> erhaltene Ladung/Strom

hier: elektrische Ladung/Strom

bekanntes Beispiel: Invarianz gegenüber Translation ->
Impulserhaltung

- Bedingung für Renormierbarkeit!

(Eliminierung von Divergenzen)

5. Lagrange-Dichte der Quantenelektrodynamik

■ siehe auch Vorlesung "Teilchenphysik f. Fortgeschrittene", C. Hagner + A.G.

Die vollständige Lagrange-Dichte der QED (Elektron, Positron, Photon) lautet:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

Kinetischer
Term der
Leptonen

Massen-
Term der
Leptonen

Kinetischer
Term der
Photonen

kein Massenterm erlaubt!

erlaubt!
(in der QED)

Wechsel-
wirkung,
Kopplung q

Maxwell-Gleichungen

freie Dirac-Gleichung
für Elektron

Wechselwirkung

Lösungen mit positiver und negativer Energie

invariant bzgl. "Phaseneichung":

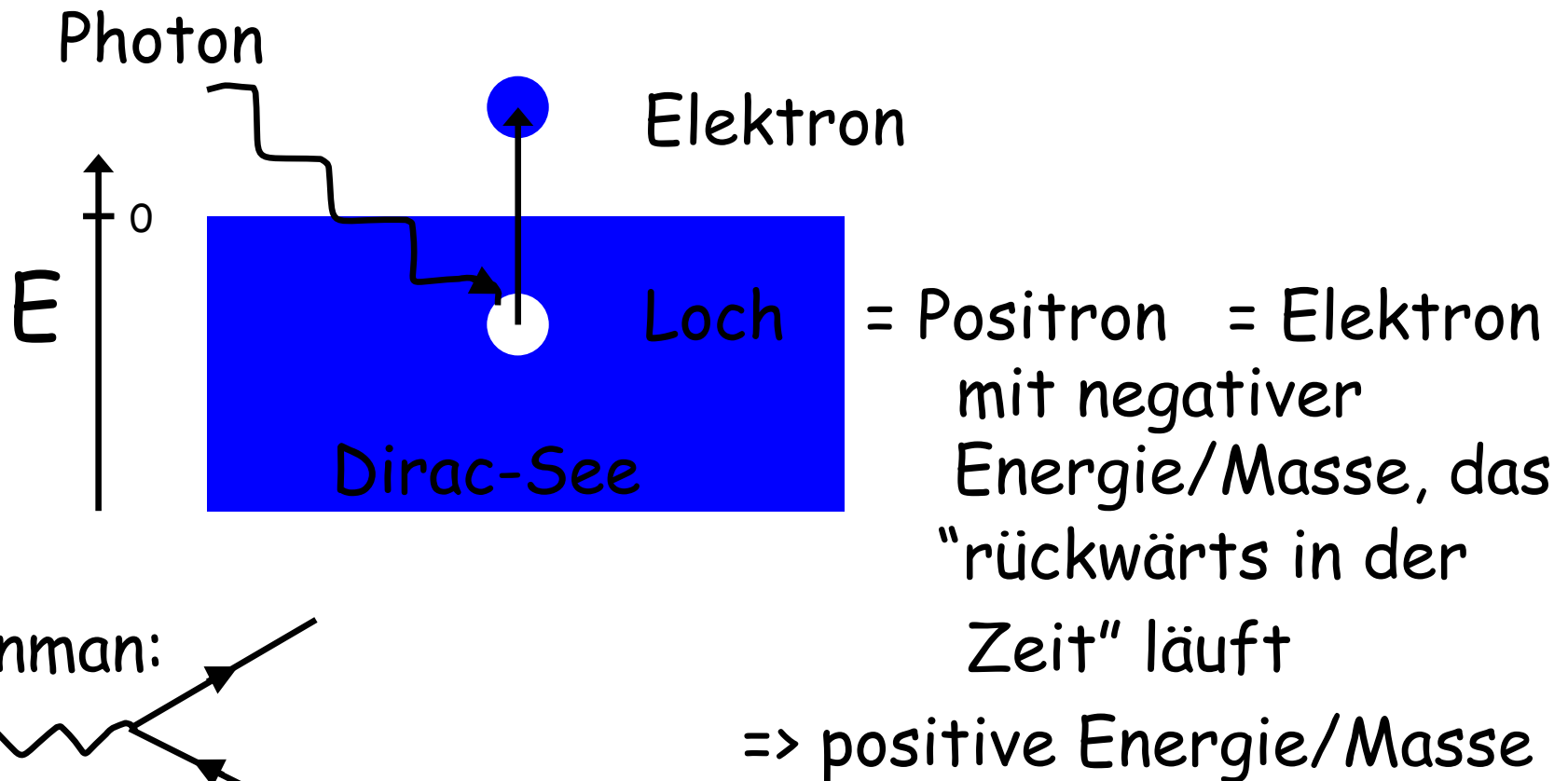
$$\psi \rightarrow \psi' = \psi e^{i\chi(x)}$$

$$A^\mu \rightarrow A^{\mu'} = A^\mu - \partial^\mu \chi$$

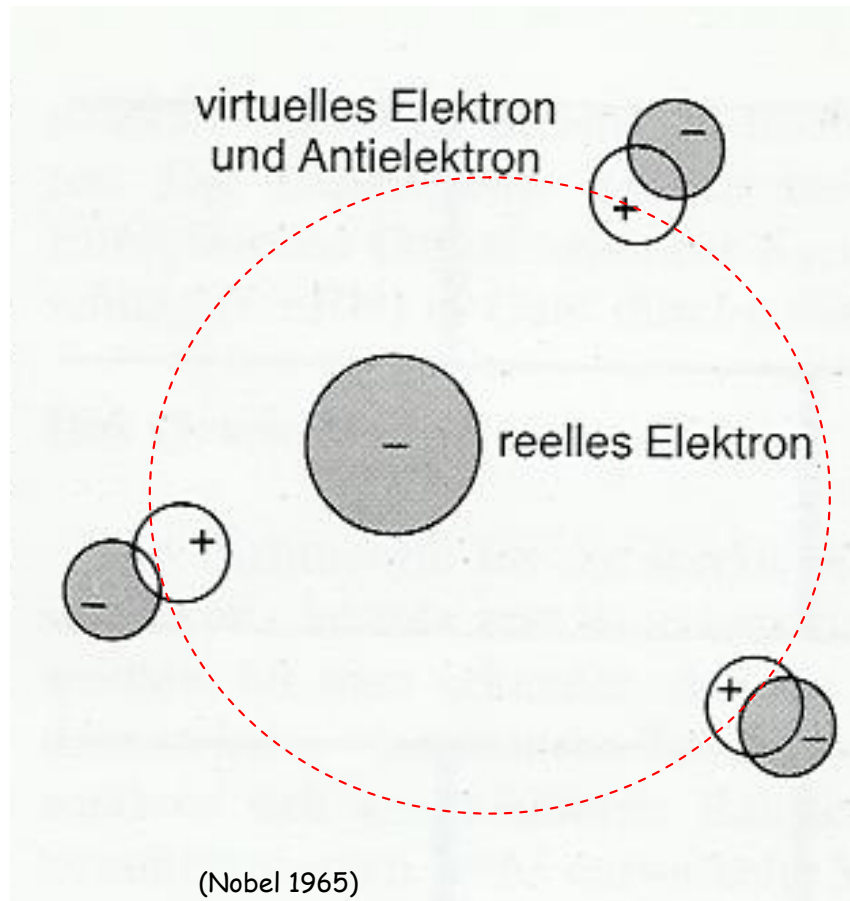
Löcher-Theorie der Positronen

- Dirac-See: Vakuum = gefüllt mit Zuständen negativer Energie
- Erzeugung eines Elektron-Positron-Paars:

Anregung eines Vakuumzustands:



Abschirmung der elektrischen Ladung



15.5.09
Sin-Itoro Tomonaga Julian Schwinger Richard P. Feynman

- elektrische Ladung polarisiert Vakuum \rightarrow virtuelle Elektron-Positron-Paare
- Positronen schirmen Elektron-Ladung teilweise ab
- effektive Ladung/Kraft
 - wird geringer bei großen Entfernungen/kleinen Energien (Abschirmung)
 - wird größer bei kleinen Entfernungen/großen Energien

Die laufende Feinstrukturkonstante

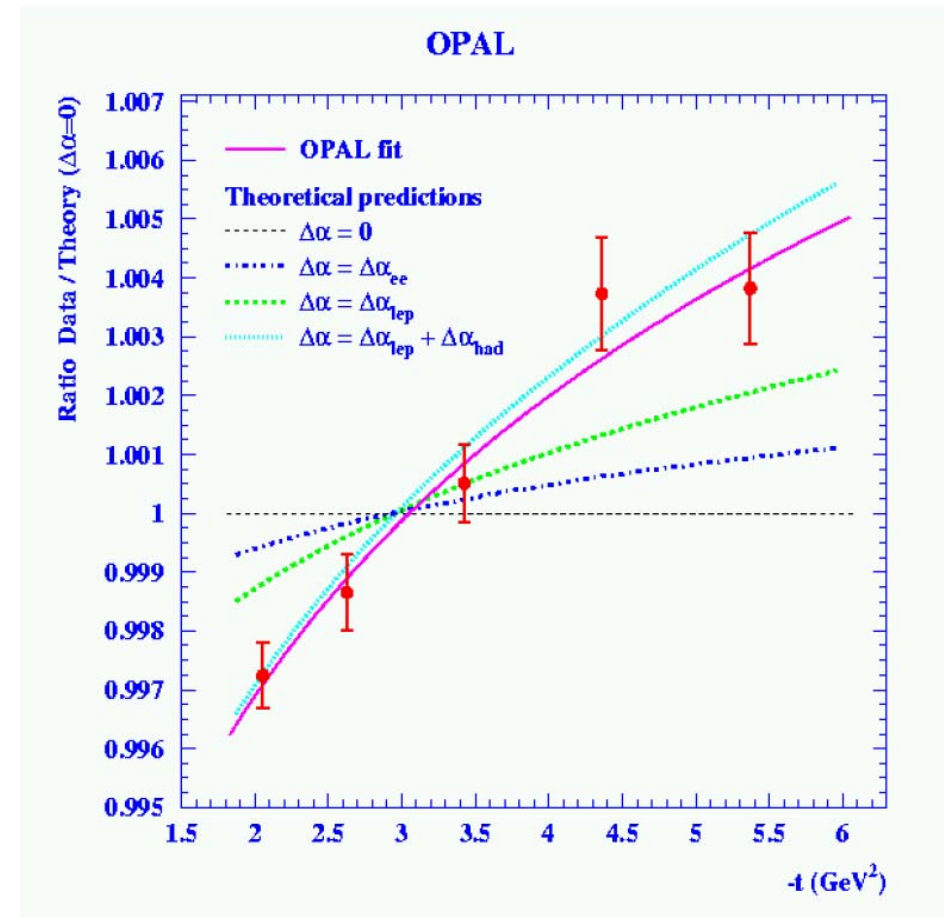
laufende e/m Kopplungskonstante:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - \alpha/3\pi \ln(Q^2/Q_0^2)}$$

$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0, \quad Q^2 = -t :$$

“nackte” Ladung ($Q^2 \rightarrow \infty$) $\rightarrow \infty$!

Herleitung: siehe z.B. Vorlesung Teilchenphysik
für Fortgeschrittene
oder Bjorken/Drell: relativistische Quantenmechanik



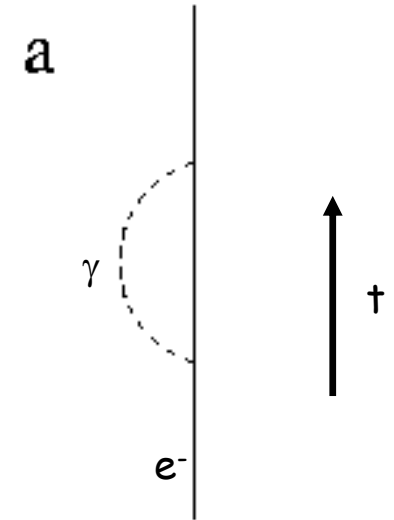
Selbstenergie des Elektrons in der QED

■ "klassische" Elektrodynamik:

Teilchenzahl erhalten

-> nur:

Selbstenergie divergiert wie $1/r$ für $r \rightarrow 0$
(wie klassischer Fall, 2. Vorlesung)



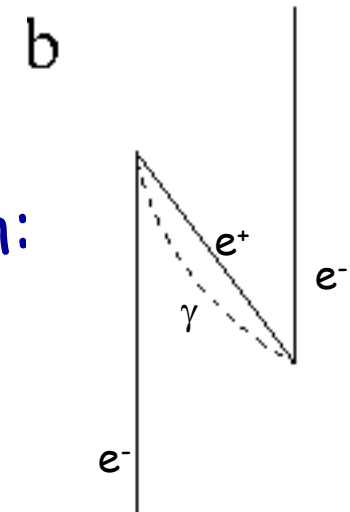
■ relativistische Quantenelektrodynamik:

Teilchen - Antiteilchenzahl erhalten

-> auch:

$1/r$ - Divergenzen heben sich auf

-> Summe nur noch divergent wie $\log(1/r)$



Selbstenergie des Elektrons in der QED

■ Veranschaulichung (V. Weisskopf, Phys. Rev. D 56 (1939) 72)

■ einzelnes Elektron,
Ladungsverteilung:

Pauliprinzip: "verdrängt"

Partnerelektron im Vakuum

■ => erzeugt "Loch",

kompensiert durch

Ladungsverteilung mit
endlicher Ausdehnung

("verdrängte Elektronen")

-> Divergenzen heben sich teilweise auf

-> Summe nur noch divergent
wie $\log(1/r)$, $r \rightarrow 0$

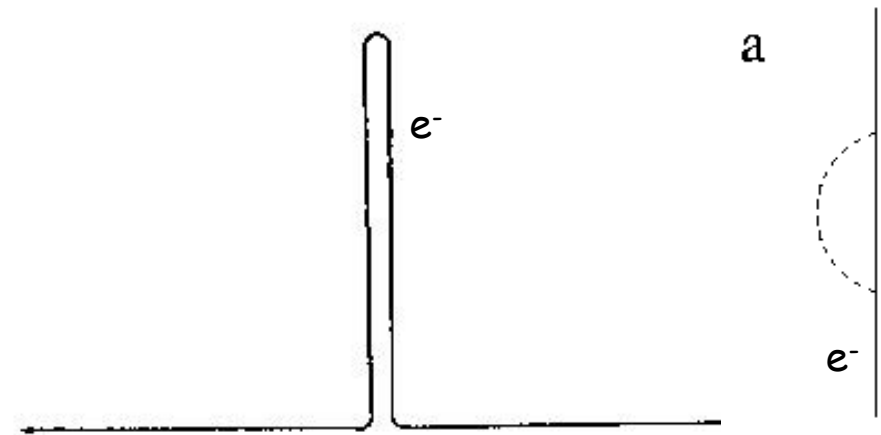


FIG. 1a. Schematic charge distribution of the electron.

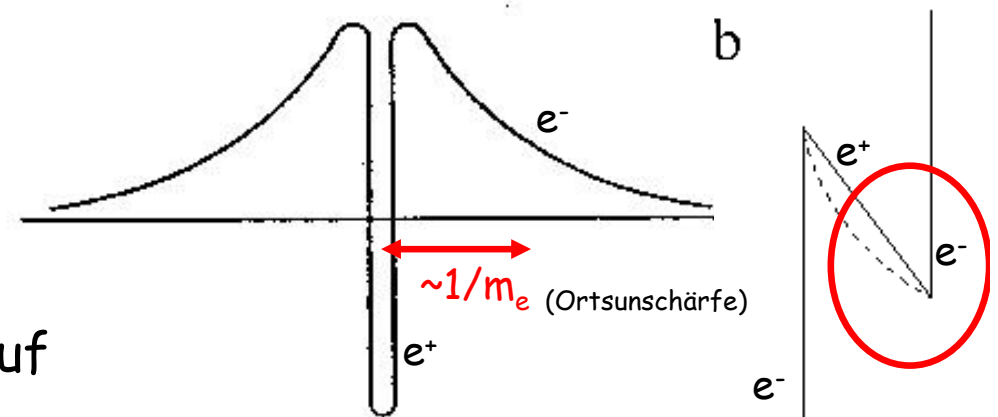


FIG. 1b. Schematic charge distribution of the vacuum electrons in the neighborhood of an electron.

Selbstenergieanteile des Elektrons

V. Weisskopf, Phys. Rev. D 56 (1939) 72.

- statische Ladungsverteilung:
(vorhergehende Folie)

$$m_{st} = \alpha m / 2\pi \log(M^2/m^2), \\ M \sim 1/r \rightarrow \infty$$

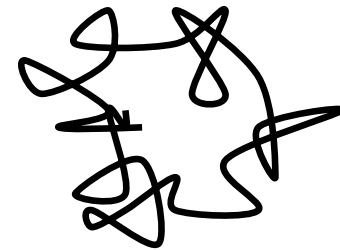
- "statische" Quantenfluktuationen (E-Feld): $m_{fl} = \alpha / \pi M^2 / m,$
 $M \rightarrow \infty$

- "dynamische" Quantenfluktuationen (E+B-Feld):
"irreguläre kreisförmige Zitterbewegung"

(E. Schrödinger, 1930)

-> Elektron-Spin!, magnetisches Moment

$$m_{spin} = \alpha m / 4\pi \log(M^2/m^2) - \alpha / \pi M^2 / m, \quad M \rightarrow \infty$$



- **Summe: $\delta m = m_{st} + m_{fl} + m_{spin} = 3\alpha m / 4\pi \log(M^2/m^2)$**

Abschneideparameter $M \rightarrow \infty$

Renormierte physikalische Masse des Elektrons

- $m_{\text{ph}} = m + \delta m$ m = "nackte" Masse (nicht messbar)
 m_{ph} = physikalisch messbare Masse

mit $\delta m = 3\alpha m/4\pi \log(M^2/m^2)$, Abschneideparameter $M \rightarrow \infty$

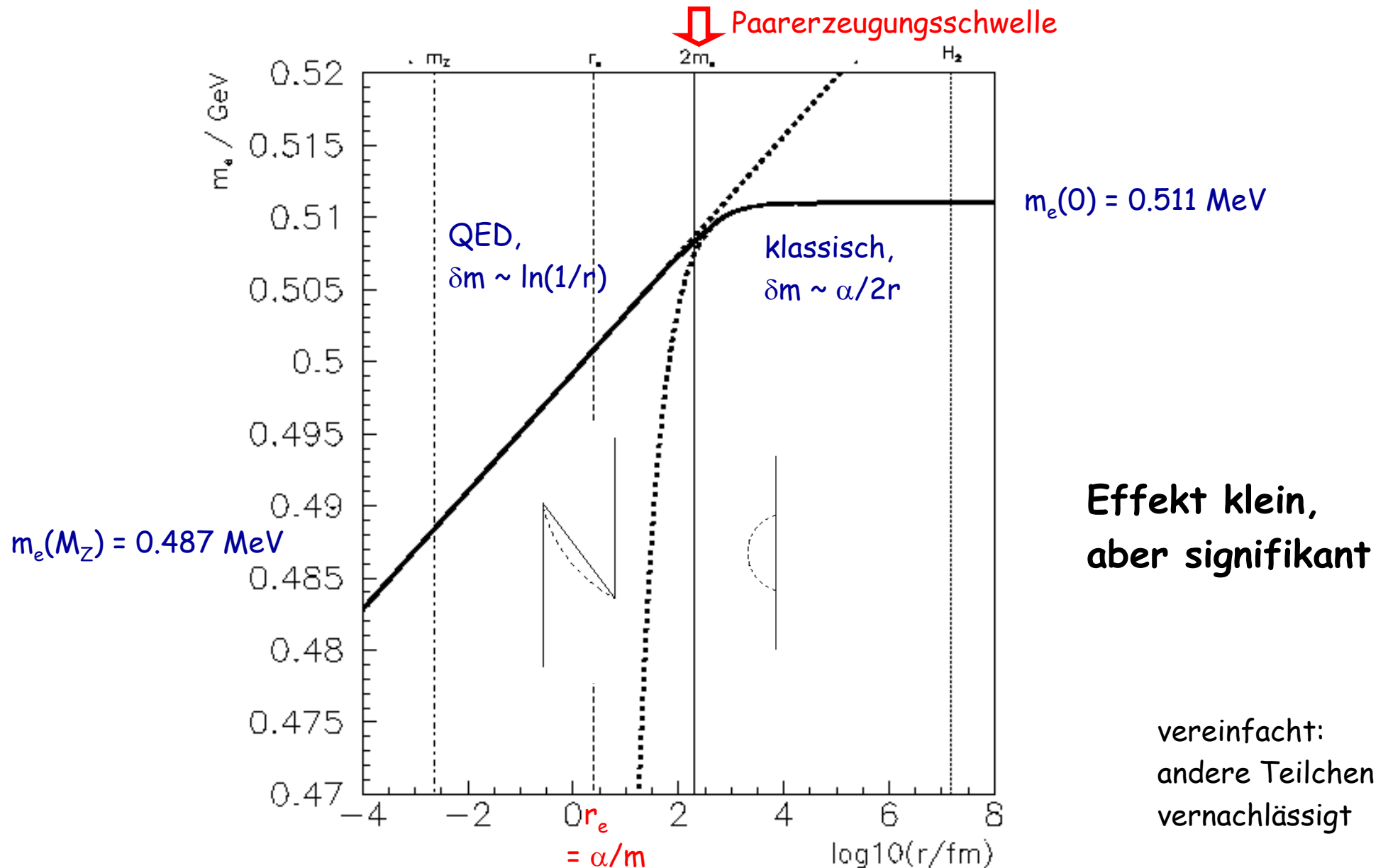
- Renormierung:

wähle $m \rightarrow \infty$, $M \rightarrow \infty$, $M < m$ ($\log < 0$) so dass

$$m_{\text{ph}} = m + \delta m \text{ endlich!}$$

- m_{ph} leider nicht eindeutig bestimmbar
→ setze gemessenen Wert ein

Die laufende Elektronenmasse



Regularisierungsverfahren

- "Regularisierung" = divergente Integrale lösbar machen
- hier verwendet:

Regularisierung durch Abschneideparameter:

Große Masse M oder kleiner Radius r im Volumen/Phasenraumintegral (statt ∞ oder 0 als Integrationsgrenze)

=> Divergierende Integrale werden endlich und berechenbar.

Am Ende der Rechnung: $M \rightarrow \infty$ oder $r \rightarrow 0$

- Andere Möglichkeit (hier nicht verwendet): **Dimensionale Regularisierung.** Logarithmisch divergente Integrale werden endlich, wenn man statt über 4 Dimensionen über $4-\varepsilon$ Dimensionen integriert (fraktale Dimensionen). Dann Grenzübergang $\varepsilon \rightarrow 0$.

Einige Anmerkungen

- Paarerzeugung auch verantwortlich für laufende Kopplungskonstante α
 - > $2m_e$ ist wichtiger Abschneideparameter: $\alpha(0) \rightarrow 0$ für $m_e \rightarrow 0$!
 - > endliche Elektronmasse Voraussetzung für e.m. Kraft!
- Elektromagnetische Selbstenergie trägt zur Masse bei, aber "nackte" Masse ∞ -> physikalische Masse unbestimmt
- ähnliches Verfahren für m_μ und m_τ
- interessante (?) rein empirische Formel für Leptonmassen (Koide 1982):

$$\frac{m_e + m_\mu + m_\tau}{(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2} = 2/3 \begin{matrix} + 0.00002 \\ - 0.00001 \end{matrix}$$

wieso?

keine Ahnung! Zufall?

Wie Spektrallinien vor
Entdeckung der Quantenmechanik?

Masse und Orts/Zeitunschärfe in der QED

Literatur: z.B. Landau-Lifschitz, Band 4, relativistische Quantentheorie

- "nacktes" Elektron umgeben von "Wolke" aus virtuellen Elektron-Positron-Paaren (Energie=Masse $\sim 2m$)
- Ausdehnung der Wolke $\sim 1/m$
- "Lebensdauer" eines Paares $\sim 1/m$
- "ursprüngliches" Elektron und virtuelle Elektronen ununterscheidbar

=> Ortsunschärfe $m\Delta x \sim \hbar$

Zeitunschärfe $m\Delta t \sim \hbar$

- gemäß Heisenberg'scher Unschärferelation ist $1/\text{Masse}$ Obergrenze auf lokalisierbarkeit eines einzelnen Elektrons

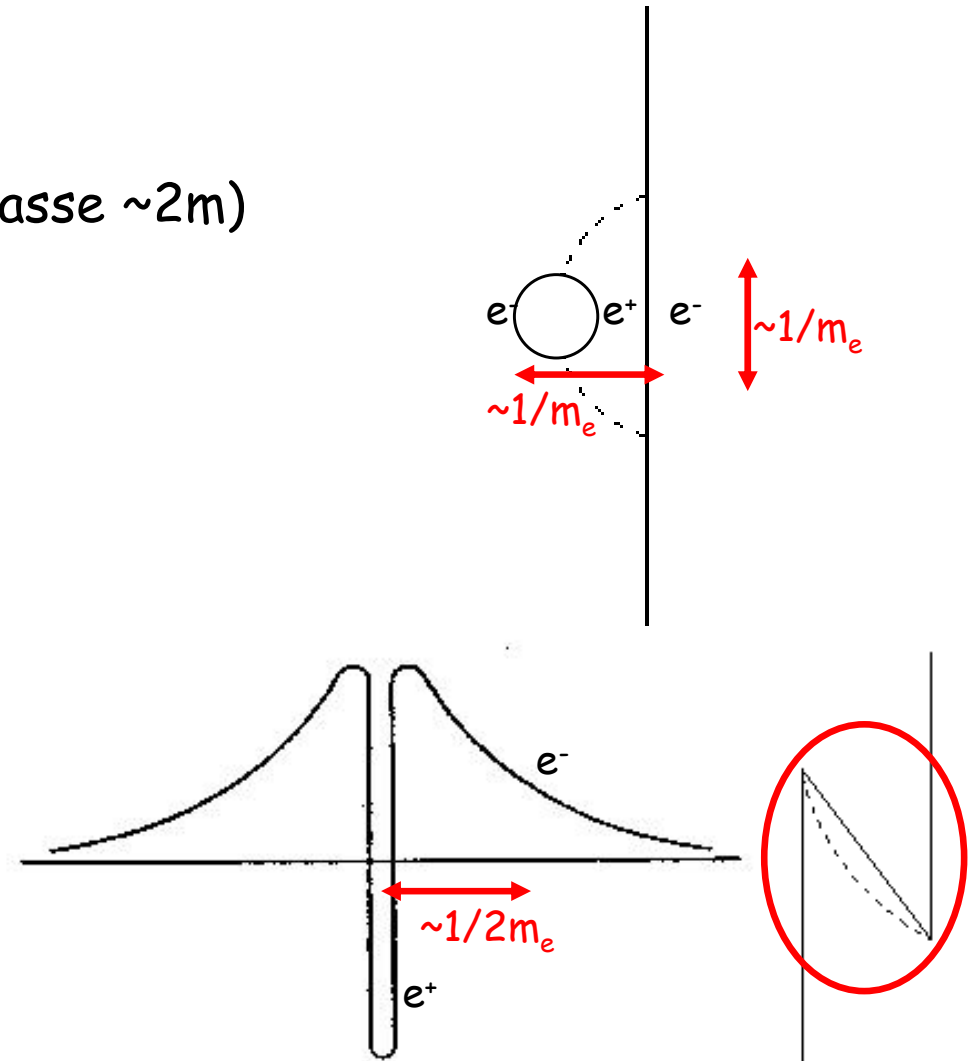


FIG. 1b. Schematic charge distribution of the vacuum electrons in the neighborhood of an electron.

Die Elektronenmasse: Was wissen wir?

- Das elektromagnetische Feld des Elektrons trägt signifikant zu seiner Masse bei -> **Elektron muss massiv sein.**
- Elektron = elementares (punktförmiges) Teilchen
-> **klassisch divergiert die Feldenergie wie $1/r$**
("klassischer Elektronenradius")
- **QED:** bei Abständen $< 1/2m_e$ sorgen Vakuumfluktuationen (Elektron-Positron-Paarerzeugung) für eine **effektive "Verschmierung" der Ladungsverteilung** über einen Raumbereich $\sim 1/m_e^3$
-> die Divergenz der Masse wird auf eine **logarithmische Divergenz $\sim \ln(1/r)$** abgemildert.
- Die **unendlich große "nackte" Masse** muss so gewählt werden, dass sie diese Divergenz kompensiert -> **Renormierung!**
-> **Elektronenmasse kann NICHT berechnet werden.** **unbefriedigend!**
Gemessener Wert wird "von Hand" eingesetzt.
- $1/m_e$ ist **Untergrenze auf Lokalisierbarkeit** des Elektrons

Die Elektronmasse: Was wissen wir?

- Die **resultierende physikalische Masse** hängt von der Energieskala $Q \sim 1/r$ ab ("laufende" Masse):
für $Q \ll 2m_e$: klassische Formeln gelten (Δm = klassische Feldenergie $\sim 1/r$)
für $Q \gg 2m_e$: $m(Q) = m(0) (1 - \alpha/\pi - 3\alpha/4\pi \ln(Q^2/m(0)^2))$
renormierte Masse \nearrow \nearrow \nearrow
Integral über "klassischen" Anteil Vakuumfluktuationen (Ladungsverschm.)
 $m(0) = 0.511 \text{ MeV}, \alpha = 1/137$
- Der Wert der **Feinstrukturkonstanten** hängt (logarithmisch) von m_e ab:
($2m_e$ ist Abschneideparameter für Laufen der Kopplungskonstanten)
 $\alpha(0) \rightarrow 0$ für $m_e \rightarrow 0$
-> **Atome würden nicht zusammenhalten!**

Herausforderung/Hoffnung für Zukunft: finde Theorie, die Masse berechenbar macht !!!