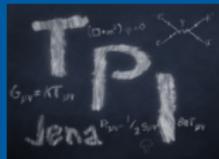


Perlen der Theoretischen Physik: Wir leben in einer Quantenwelt – Kann man das auch sehen?

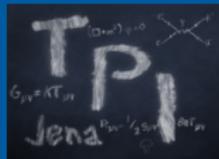
Felix Karbstein



Theoretisch
Physikalisches
Institut

Perlen der Theoretischen Physik: Wir leben in einer Quantenwelt – Kann man das auch sehen?

Felix Karbstein



Theoretisch
Physikalisches
Institut

mit Licht /
im Labor

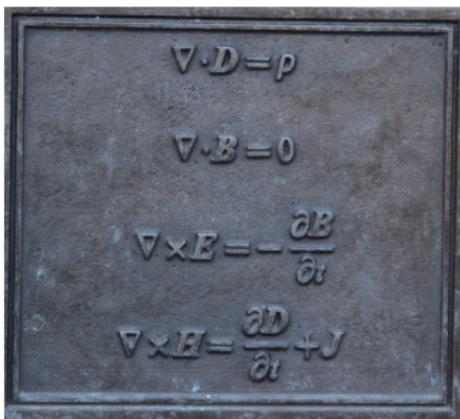
I. Einleitung

Das klassische Vakuum:

I. Einleitung

Das klassische Vakuum + **elektromagnetische Felder**:

- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- in Materie:



[from Wikimedia Commons/Wikipedia]

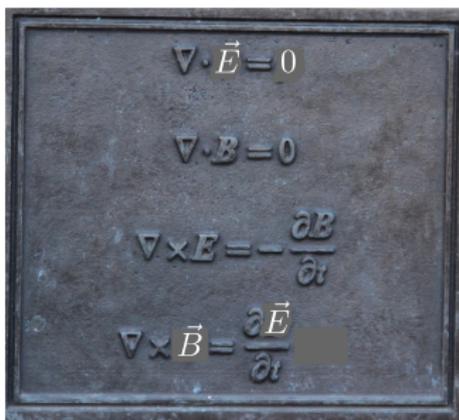


James Clerk Maxwell 1831-1879

I. Einleitung

Das klassische Vakuum + **elektromagnetische Felder**:

- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- im Vakuum:



[from Wikimedia Commons/Wikipedia]



James Clerk Maxwell 1831-1879

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$$

Das klassische Vakuum + elektromagnetische Felder:

- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$$

$$\partial_\mu \mathcal{F}^{\mu\nu} = 0$$

Das klassische Vakuum + elektromagnetische Felder:

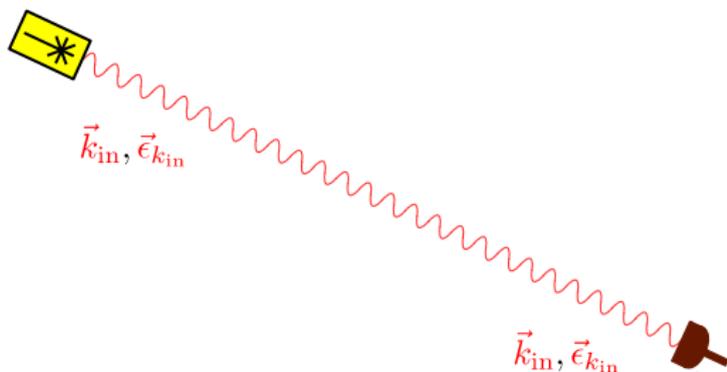
- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:

$$\begin{aligned} \partial_\mu F^{\mu\nu} &= 0 \\ \partial_\mu \mathcal{F}^{\mu\nu} &= 0 \end{aligned} \quad \leftrightarrow \quad \partial_\mu (F^{\mu\nu} + \mathcal{F}^{\mu\nu}) = 0$$

I. Einleitung

Das klassische Vakuum + **elektromagnetische Felder**:

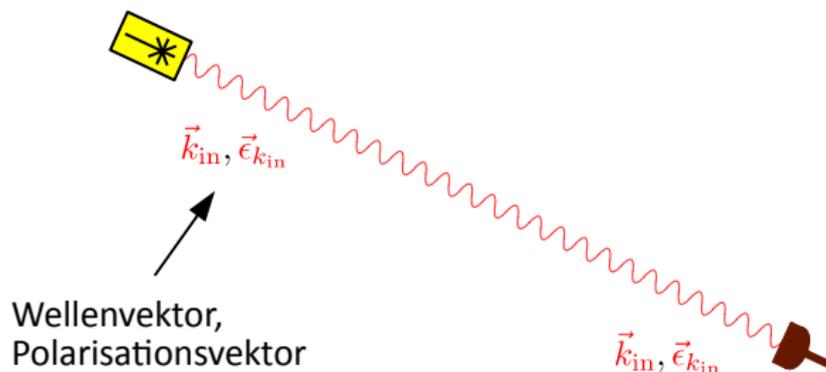
- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:



I. Einleitung

Das klassische Vakuum + elektromagnetische Felder:

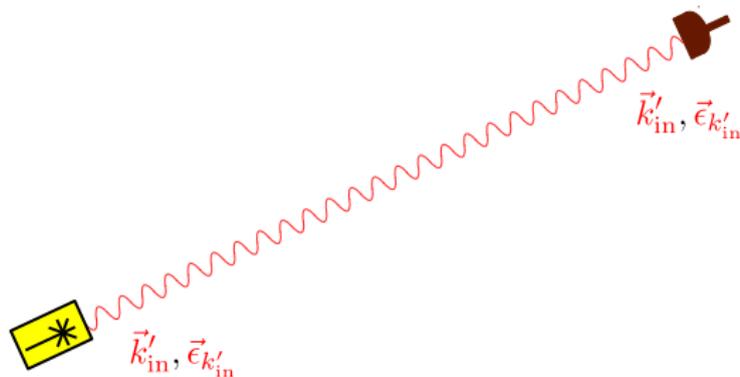
- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:



I. Einleitung

Das klassische Vakuum + **elektromagnetische Felder**:

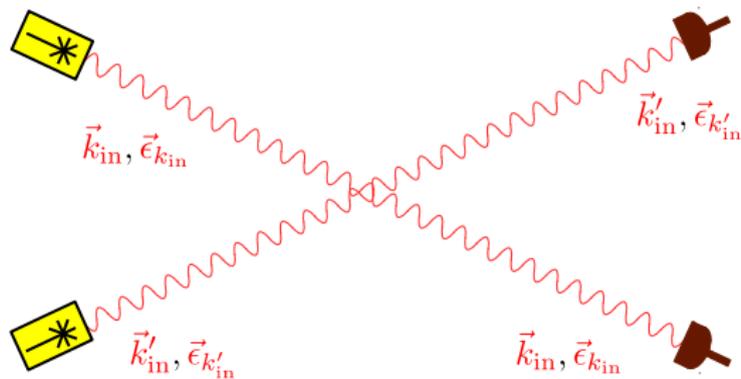
- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:



I. Einleitung

Das klassische Vakuum + **elektromagnetische Felder**:

- die klassische Elektrodynamik liefert eine ausgezeichnetere Beschreibung der Physik elektromagnetischer Felder
- Bewegungsgleichungen sind linear \leftrightarrow das Superpositionsprinzip gilt:

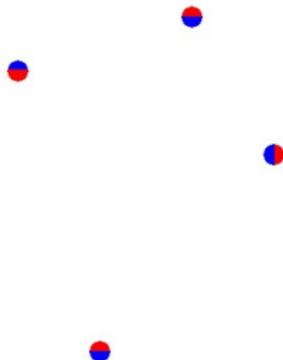


in = out

I. Einleitung

Das Quantenvakuum:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt: Vakuum \rightarrow Quantenvakuum

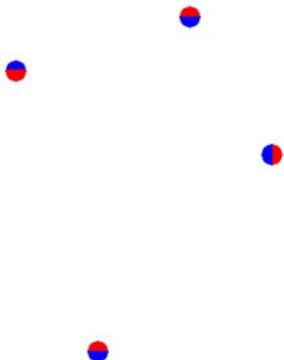


Vakuumfluktuationen

I. Einleitung

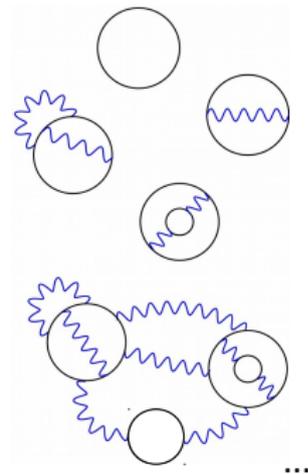
Das Quantenvakuum:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:



Vakuumfluktuationen

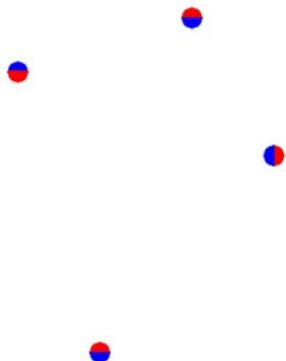
in Feynman-Diagrammen:



I. Einleitung

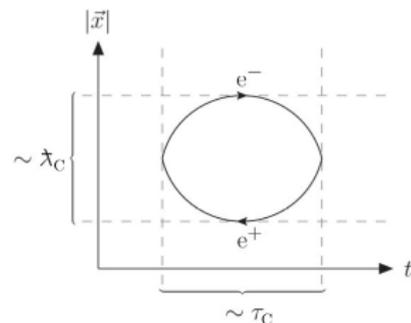
Das Quantenvakuum:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:



Vakuumschwankungen

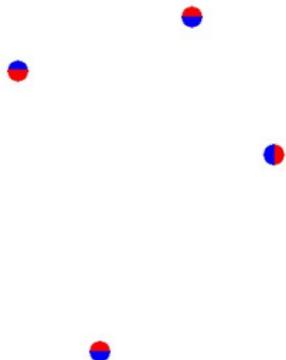
führender (QED) Beitrag:



I. Einleitung

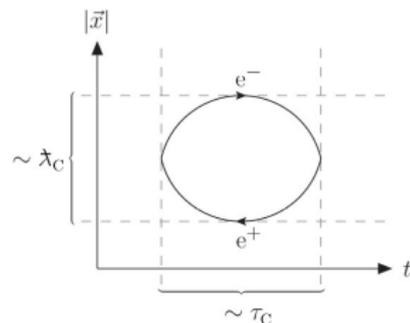
Das Quantenvakuum:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:



Vakuumschwankungen

führender (QED) Beitrag:



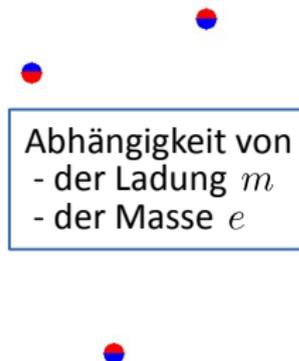
$$\lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \approx 3.9 \cdot 10^{-13} \text{ m}$$

$$\tau_C = \frac{\lambda_C}{c} \approx 1.3 \cdot 10^{-21} \text{ s}$$

I. Einleitung

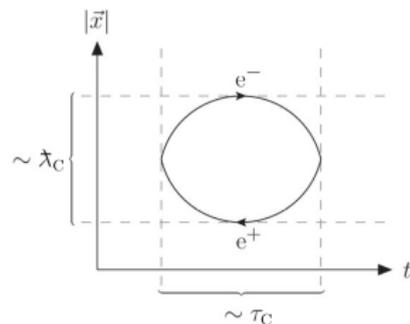
Das Quantenvakuum:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:



Vakuumschwankungen

führender (QED) Beitrag:



$$\lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \approx 3.9 \cdot 10^{-13} \text{ m}$$

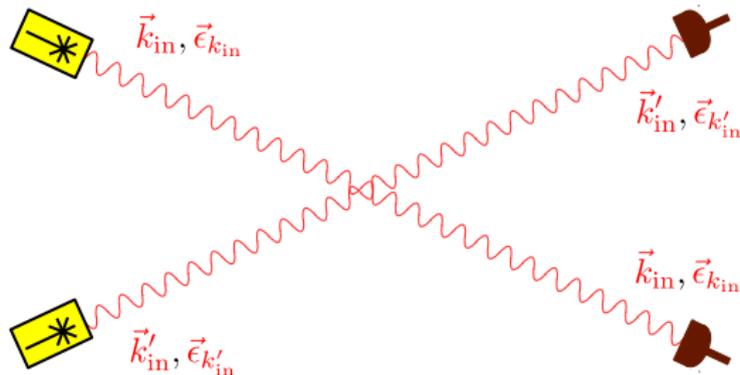
$$\tau_C = \frac{\lambda_C}{c} \approx 1.3 \cdot 10^{-21} \text{ s}$$

I. Einleitung

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:

d.h. es passiert nicht nur



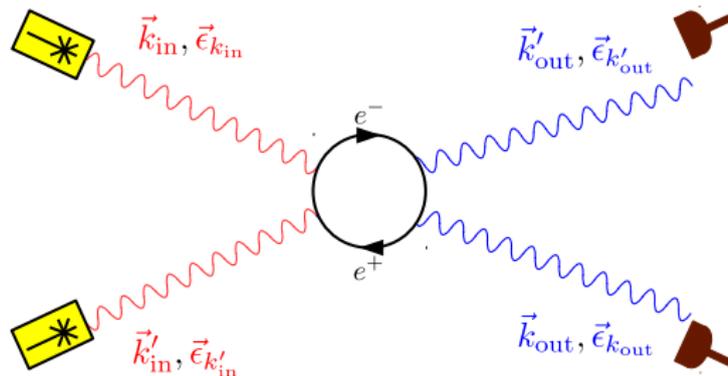
in = out

I. Einleitung

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:

es passiert auch

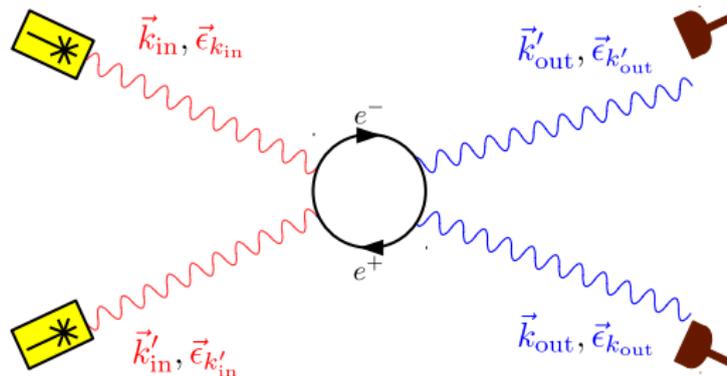


I. Einleitung

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**:

- andererseits leben wir in einer Quantenwelt:

es passiert auch



Änderung
- des Wellenvektors
- der Polarisation

in \neq out

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons.

Von W. Heisenberg und H. Euler in Leipzig.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 22. Dezember 1935.)

Aus der Diracschen Theorie des Positrons folgt, da jedes elektromagnetische Feld zur Paarerzeugung neigt, eine Abänderung der Maxwell'schen Gleichungen des Vakuums. Diese Abänderungen werden für den speziellen Fall berechnet, in dem keine wirklichen Elektronen und Positronen vorhanden sind, und in dem sich das Feld auf Strecken der Compton-Wellenlänge nur wenig ändert. Es ergibt sich für das Feld eine Lagrange-Funktion:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2) + \frac{e^2}{\hbar c} \int_0^\infty e^{-\eta} \frac{d\eta}{\eta^3} \left\{ i \eta^2 (\mathcal{E} \mathcal{B}) \cdot \frac{\cos\left(\frac{\eta}{|\mathcal{E}_k|} \sqrt{\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2 + 2i(\mathcal{E} \mathcal{B})}\right) + \text{konj}}{\cos\left(\frac{\eta}{|\mathcal{E}_k|} \sqrt{\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2 + 2i(\mathcal{E} \mathcal{B})}\right) - \text{konj}} + |\mathcal{E}_k|^2 + \frac{\eta^2}{3} (\mathcal{B}^2 - \mathcal{E}^2) \right\}.$$

$(\mathcal{E}, \mathcal{B}$ Kraft auf das Elektron.
 $|\mathcal{E}_k| = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = \frac{1}{137} \frac{e}{(e^2/mc^2)^2} = \text{„Kritische Feldstärke“}.)$

Ihre Entwicklungsglieder für (gegen $|\mathcal{E}_k|$) kleine Felder beschreiben Prozesse der Streuung von Licht an Licht, deren einfachstes bereits aus einer Störungsrechnung bekannt ist. Für große Felder sind die hier abgeleiteten Feldgleichungen von den Maxwell'schen sehr verschieden. Sie werden mit den von Born vorgeschlagenen verglichen.

[Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

$$\mathcal{L}(\mathcal{F}) := \sum_{n=0}^{\infty} \text{Diagramm}$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons.

Von W. Heisenberg und H. Euler in Leipzig.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 22. Dezember 1935.)

Aus der Diracschen Theorie des Positrons folgt, da jedes elektromagnetische Feld zur Paarerzeugung neigt, eine Abänderung der Maxwell'schen Gleichungen des Vakuums. Diese Abänderungen werden für den speziellen Fall berechnet, in dem keine wirklichen Elektronen und Positronen vorhanden sind, und in dem sich das Feld auf Strecken der Compton-Wellenlänge nur wenig ändert. Es ergibt sich für das Feld eine Lagrange-Funktion:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2) + \frac{e^2}{\hbar c} \int_0^\infty e^{-\eta} \frac{d\eta}{\eta^3} \left\{ i\eta^2 (\mathcal{E} \mathcal{B}) \cdot \frac{\cos\left(\frac{\eta}{|\mathcal{E}_k|} \sqrt{\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2 + 2i(\mathcal{E} \mathcal{B})}\right) + \text{konj}}{\cos\left(\frac{\eta}{|\mathcal{E}_k|} \sqrt{\mathcal{E}^2 - \mathcal{B}^2 + 2i(\mathcal{E} \mathcal{B})}\right) - \text{konj}} + |\mathcal{E}_k|^2 + \frac{\eta^2}{3} (\mathcal{B}^2 - \mathcal{E}^2) \right\}.$$

$$\left(\begin{array}{l} \mathcal{E}, \mathcal{B} \text{ Kraft auf das Elektron.} \\ |\mathcal{E}_k| = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = \frac{1}{137} \frac{e}{(e^2/mc^2)^2} = \text{„Kritische Feldstärke“} \end{array} \right)$$

Ihre Entwicklungsglieder für (gegen $|\mathcal{E}_k|$) kleine Felder beschreiben Prozesse der Streuung von Licht an Licht, deren einfachstes bereits aus einer Störungsrechnung bekannt ist. Für große Felder sind die hier abgeleiteten Feldgleichungen von den Maxwell'schen sehr verschieden. Sie werden mit den von Born vorgeschlagenen verglichen.

[Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

$$\mathcal{L}(\mathcal{F}) := \sum_{n=0}^{\infty} \text{Diagramm}$$

The diagram shows a central circle representing a loop. Several external lines, represented by wavy lines, enter and exit the circle. The lines are labeled with numbers: 1, 2, 3, ..., 2n. The lines 1, 2, and 3 are shown as wavy lines, while the others are represented by dots and a line.

Feldabhängigkeit via

$$\vec{E}^2 - \vec{B}^2 = -\frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu},$$

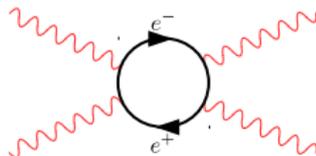
$$\vec{E} \cdot \vec{B} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} {}^* F^{\mu\nu}$$

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**: [Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

→ Phänomene der Licht-an-Licht Streuung

[Euler, Kockel: Naturwiss. **32** 246 (1935)]

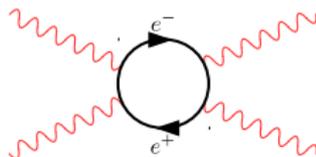


Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**: [Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

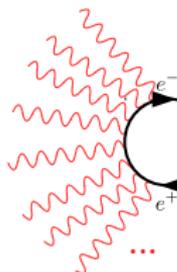
→ Phänomene der Licht-an-Licht Streuung

[Euler, Kockel: Naturwiss. **32** 246 (1935)]



→ Vakuuminstabilität
 e^-/e^+ Paarproduktion

[Sauter: Z. Phys. **69** 742 (1931); Schwinger: Phys. **82** 664 (1951)]

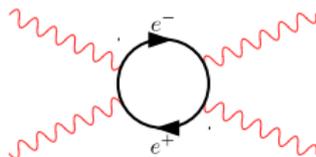


Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**: [Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

→ Phänomene der Licht-an-Licht Streuung

[Euler, Kockel: Naturwiss. **32** 246 (1935)]

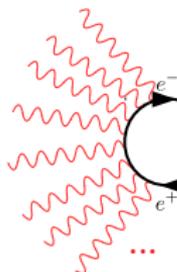


perturbativ $\sim (eF)^{2n}$

→ Vakuuminstabilität

e^-/e^+ Paarproduktion

[Sauter: Z. Phys. **69** 742 (1931); Schwinger: Phys. **82** 664 (1951)]



manifest nicht-perturbativ

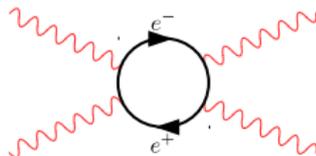
$\sim (eF)^{2n} \exp\{-C/(eF)\}$

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**: [Heisenberg, Euler: Z. Phys. **98** 714 (1936)]

- effektive Selbstwechselwirkung elektromagnetischer Felder

→ Phänomene der Licht-an-Licht Streuung

[Euler, Kockel: Naturwiss. **32** 246 (1935)]

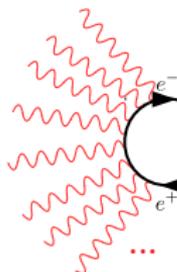


perturbativ $\sim (eF)^{2n}$

→ Vakuuminstabilität

e^-/e^+ Paarproduktion

[Sauter: Z. Phys. **69** 742 (1931); Schwinger: Phys. **82** 664 (1951)]



manifest nicht-perturbativ
 $\sim (eF)^{2n} \exp\{-C/(eF)\}$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$



Wir hätten genau diese Form für die effektive Lagrangedichte „erraten“ können

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[\mathbf{a}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + \mathbf{b}(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$



Wir hätten genau diese Form für die effektive Lagrangedichte „erraten“ können

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[\mathbf{a}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + \mathbf{b}(F_{\mu\nu}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$


Wir hätten genau diese Form für die effektive Lagrangedichte „erraten“ können

- Forderungen:
- (i) Lorentz Invarianz
 - (ii) Eichinvarianz
 - (iii) Massendimension $[\mathcal{L}] = 4$
 - (iv) CP-Invarianz (keine CP Verletzung in QED bekannt)
 - (v) Felder variieren auf räuml. (zeitl.) Skalen $\gg \lambda_C$ ($\gg \tau_C$)

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

- Bewegungsgleichungen sind nichtlinear

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta}{}^*F^{\alpha\beta}) {}^*F^{\mu\nu} \right] + \dots \right) = 0$$

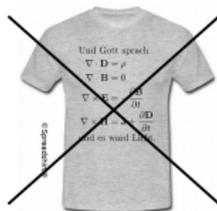
Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

- Bewegungsgleichungen sind nichtlinear \leftrightarrow Superpositionsprinzip gilt nicht

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta}{}^*F^{\alpha\beta}) {}^*F^{\mu\nu} \right] + \dots \right) = 0$$



Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

- Bewegungsgleichungen sind nichtlinear \leftrightarrow Superpositionsprinzip gilt nicht

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta}{}^*F^{\alpha\beta}) {}^*F^{\mu\nu} \right] + \dots \right) = 0$$

bzw. $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}$

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{4\alpha}{45\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{B}^2}{B_{\text{cr}}^2} - \frac{\vec{E}^2}{E_{\text{cr}}^2} \right) F^{\mu\nu} + \frac{7\alpha}{45\pi} \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{E_{\text{cr}} B_{\text{cr}}} {}^*F^{\mu\nu} + \dots \right) = 0$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

- Bewegungsgleichungen sind nichtlinear \leftrightarrow Superpositionsprinzip gilt nicht

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta}{}^*F^{\alpha\beta}) \right] \right) = 0$$

bzw. $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}$

Referenzfeldstärken:

$$E_{\text{cr}} = \frac{m^2 c^3}{\hbar e} \approx 1.3 \cdot 10^{18} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$B_{\text{cr}} = \frac{E_{\text{cr}}}{c} \approx 4.4 \cdot 10^9 \text{ T}$$

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{4\alpha}{45\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{B}^2}{B_{\text{cr}}^2} - \frac{\vec{E}^2}{E_{\text{cr}}^2} \right) F^{\mu\nu} + \frac{7\alpha}{45\pi} \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{E_{\text{cr}} B_{\text{cr}}} {}^*F^{\mu\nu} + \dots \right) = 0$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- im Grenzfall schwacher Felder erhalten wir

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\hbar e^4}{5760\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + 7(F_{\mu\nu}{}^*F^{\mu\nu})^2 \right] + \dots$$

- Bewegungsgleichungen sind nichtlinear \leftrightarrow Superpositionsprinzip gilt nicht

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2(mc)^4c} \left[4(F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta}{}^*F^{\alpha\beta}) \right] \right) = 0$$

bzw. $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}$

Referenzfeldstärken:

$$E_{\text{cr}} = \frac{m^2 c^3}{\hbar e} \approx 1.3 \cdot 10^{18} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$B_{\text{cr}} = \frac{E_{\text{cr}}}{c} \approx 4.4 \cdot 10^9 \text{ T}$$

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \underbrace{\frac{4\alpha}{45\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{B}^2}{B_{\text{cr}}^2} - \frac{\vec{E}^2}{E_{\text{cr}}^2} \right) F^{\mu\nu} + \frac{7\alpha}{45\pi} \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{E_{\text{cr}} B_{\text{cr}}} {}^*F^{\mu\nu}}_{\text{sehr kleine Korrekturen}} + \dots \right) = 0$$

sehr kleine Korrekturen

Das Quantenvakuum + **elektromagnetische Felder**:

- „sichtbare“ Konsequenzen?

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- „sichtbare“ Konsequenzen?
- betrachte nichtlineare Bewegungsgleichungen

$$\partial_\mu \left(F^{\mu\nu} - \frac{\hbar e^4}{720\pi^2 (mc)^4 c} \left[4(F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta} *F^{\alpha\beta}) *F^{\mu\nu} \right] + \dots \right) = 0$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- „sichtbare“ Konsequenzen?
- betrachte nichtlineare Bewegungsgleichungen

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} - \partial_\mu \left(\frac{\hbar e^4}{720\pi^2 (mc)^4 c} \left[4(F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta} *F^{\alpha\beta}) *F^{\mu\nu} \right] + \dots \right) = 0$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- „sichtbare“ Konsequenzen?
- betrachte nichtlineare Bewegungsgleichungen

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} - \partial_\mu \left(\underbrace{\frac{\hbar e^4}{720\pi^2 (mc)^4 c} \left[4(F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta} *F^{\alpha\beta}) *F^{\mu\nu} \right] + \dots}_{=: j^\nu(F)} \right) = 0$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- „sichtbare“ Konsequenzen?
- betrachte nichtlineare Bewegungsgleichungen

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} - \partial_\mu \left(\underbrace{\frac{\hbar e^4}{720\pi^2 (mc)^4 c} \left[4(F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta} *F^{\alpha\beta}) *F^{\mu\nu} \right] + \dots}_{=: j^\nu(F)} \right) = 0$$

$$\Leftrightarrow \partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu(F)$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

- „sichtbare“ Konsequenzen?
- betrachte nichtlineare Bewegungsgleichungen

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} - \underbrace{\partial_\mu \left(\frac{\hbar e^4}{720\pi^2 (mc)^4 c} \left[4(F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}) F^{\mu\nu} + 7(F_{\alpha\beta} *F^{\alpha\beta}) *F^{\mu\nu} \right] + \dots \right)}_{=: j^\nu(F)} = 0$$

$$\Leftrightarrow \partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu(F)$$

- mit der Zerlegung $F^{\mu\nu} \rightarrow F^{\mu\nu} + f^{\mu\nu}$ des elektromagnetischen Felds in ein **angelegtes Feld** $F^{\mu\nu}$ und ein **Signalphotonfeld** $f^{\mu\nu} \ll F^{\mu\nu}$ erhalten wir außerhalb der Wechselwirkungszone wo $\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$

$$\Leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(F) + \dots$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(F) + \dots$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \quad \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzbedingung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzbedingung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

- bestimme Signalphotonfeld mit Hilfe der retardierten Greensfunktion

$$a^\nu(x) = \int d^4x' G^{\text{R}}(x, x') j^\nu(x' | \mathbf{F})$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzgleichung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

- bestimme **Signalphotonfeld** mit Hilfe der retardierten Greensfunktion

$$a^\nu(x) = \int d^4x' G^R(x, x') j^\nu(x' | \mathbf{F})$$

- Energie $W = \int d^3x \left(|\vec{e}(x)|^2 + |\vec{b}(x)|^2 \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{e}(k)|^2 \quad (k^0 = |\vec{k}|)$

-

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\Leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzgleichung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

- bestimme **Signalphotonfeld** mit Hilfe der retardierten Greensfunktion

$$a^\nu(x) = \int d^4x' G^{\text{R}}(x, x') j^\nu(x' | \mathbf{F})$$

- Energie $W = \int d^3x \left(|\vec{e}(x)|^2 + |\vec{b}(x)|^2 \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{e}(k)|^2 \quad (k^0 = |\vec{k}|)$

$$= \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} \sum_{p=\{1,2\}} |\vec{\epsilon}_{(p)}(k) \cdot \vec{e}(k)|^2$$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzgleichung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

- bestimme **Signalphotonfeld** mit Hilfe der retardierten Greensfunktion

$$a^\nu(x) = \int d^4x' G^{\text{R}}(x, x') j^\nu(x' | \mathbf{F})$$

- Energie $W = \int d^3x \left(|\vec{e}(x)|^2 + |\vec{b}(x)|^2 \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{e}(k)|^2 \quad (k^0 = |\vec{k}|)$

$$= \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} \sum_{p=\{1,2\}} |\vec{\epsilon}_{(p)}(\vec{k}) \cdot \vec{e}(k)|^2$$

- differentiell $d^3W_{(p)}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{\epsilon}_{(p)}(\vec{k}) \cdot \vec{e}(k)|^2$

Das Quantenvakuum + elektromagnetische Felder:

$$\leftrightarrow \partial_\mu f^{\mu\nu} = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots \quad \xrightarrow{\text{Lorenzgleichung } \partial_\mu a^\mu = 0} \quad \square a^\nu = j^\nu(\mathbf{F}) + \dots$$

- bestimme **Signalphotonfeld** mit Hilfe der retardierten Greensfunktion

$$a^\nu(x) = \int d^4x' G^{\text{R}}(x, x') j^\nu(x' | \mathbf{F})$$

- Energie $W = \int d^3x \left(|\vec{e}(x)|^2 + |\vec{b}(x)|^2 \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{e}(k)|^2 \quad (k^0 = |\vec{k}|)$

$$= \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} \sum_{p=\{1,2\}} |\vec{\epsilon}_{(p)}(k) \cdot \vec{e}(k)|^2$$

- differentiell $d^3W_{(p)}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \frac{d^3k}{(2\pi)^2} |\vec{\epsilon}_{(p)}(\vec{k}) \cdot \vec{e}(k)|^2 = d^3 N_{(p)}(\vec{k}) |\vec{k}|$

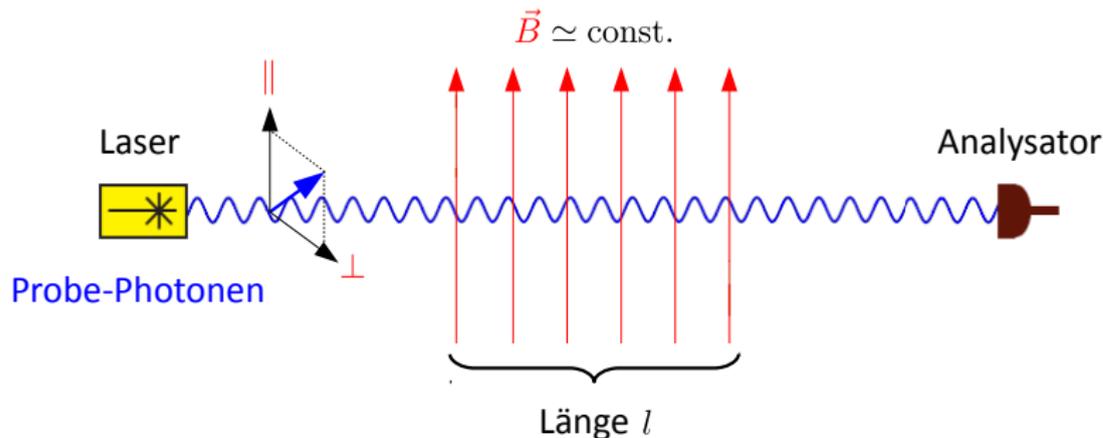
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Konventionelles Szenario:

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Qubserving Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]



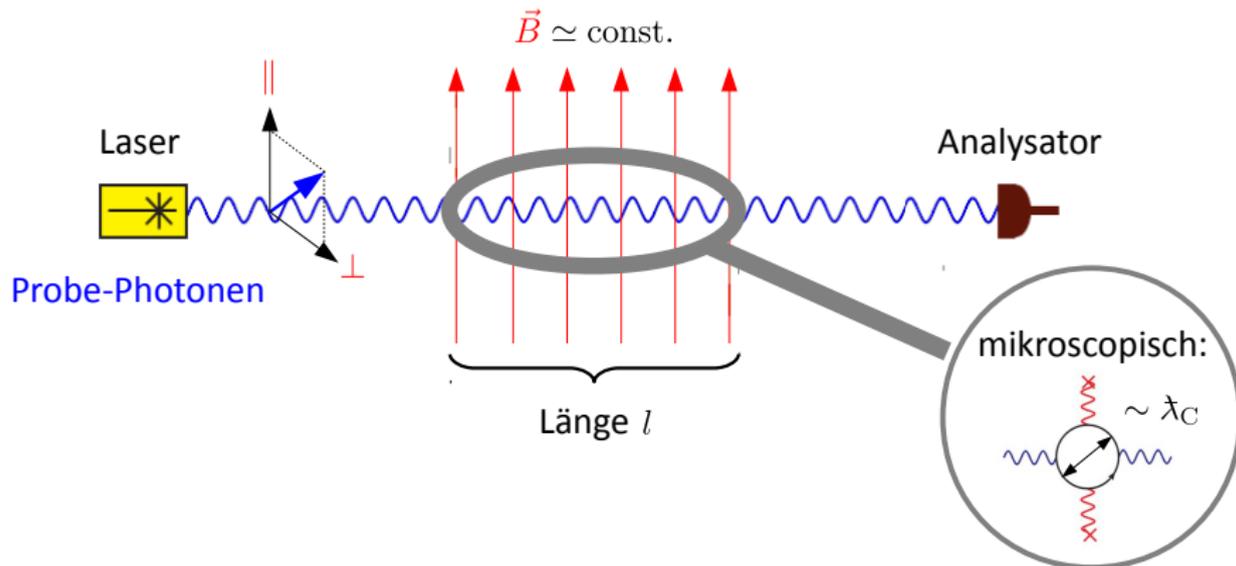
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Konventionelles Szenario:

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Observing Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]



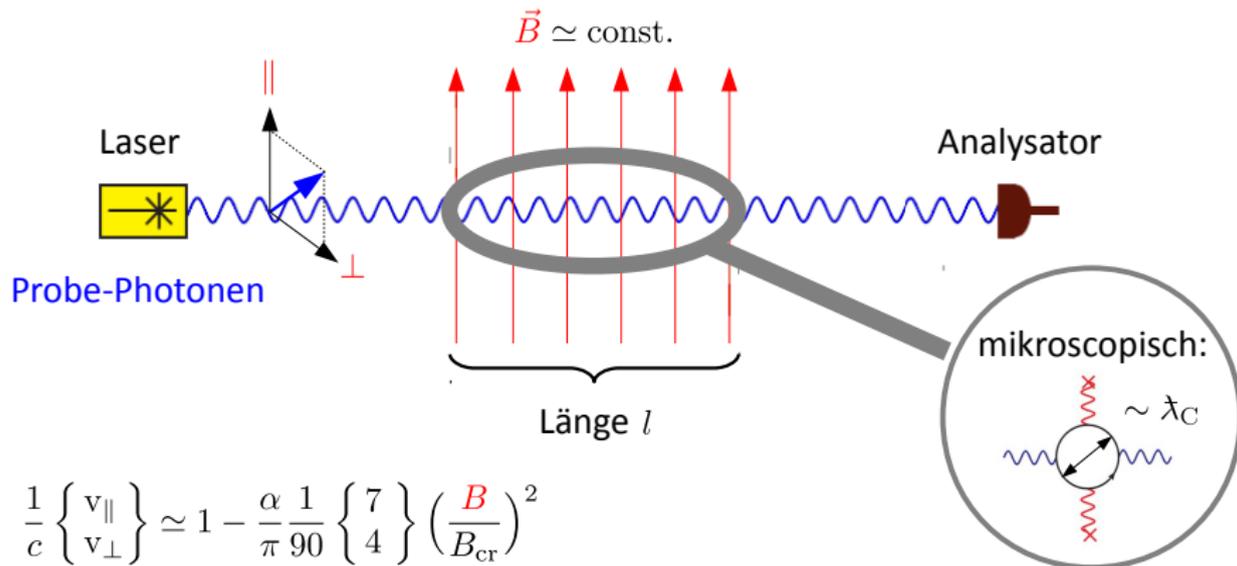
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Observing Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]

Konventionelles Szenario:



$$\frac{1}{c} \begin{Bmatrix} v_{\parallel} \\ v_{\perp} \end{Bmatrix} \simeq 1 - \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{90} \begin{Bmatrix} 7 \\ 4 \end{Bmatrix} \left(\frac{B}{B_{\text{cr}}} \right)^2$$

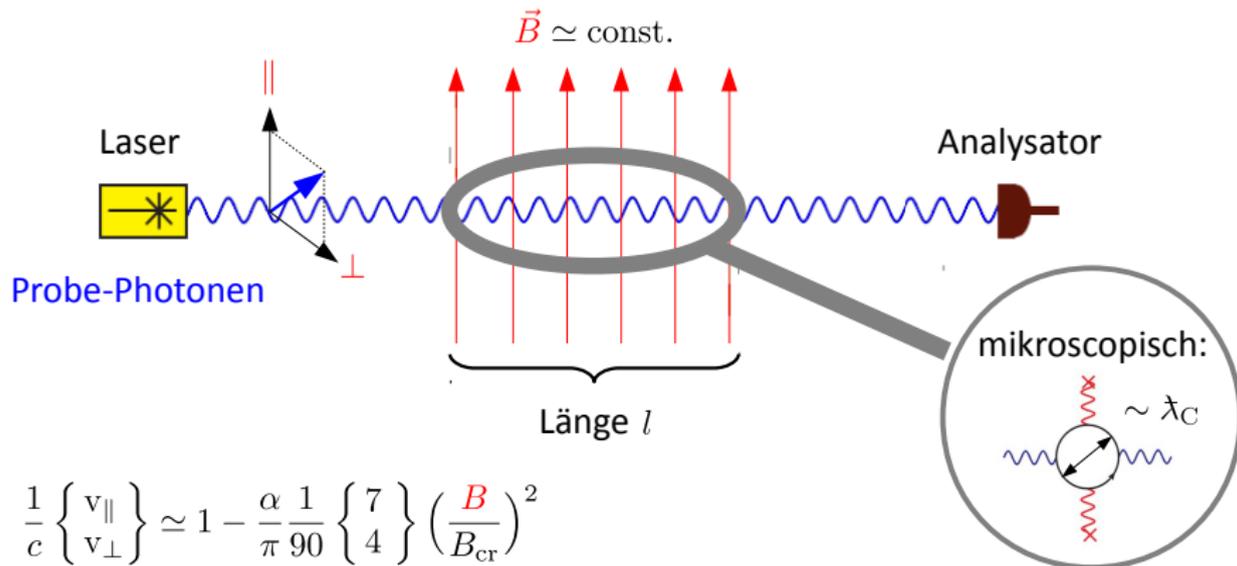
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Observing Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]

Konventionelles Szenario:



$$\frac{1}{c} \begin{Bmatrix} v_{\parallel} \\ v_{\perp} \end{Bmatrix} \simeq 1 - \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{90} \begin{Bmatrix} 7 \\ 4 \end{Bmatrix} \left(\frac{B}{B_{\text{cr}}} \right)^2$$

$$\rightarrow \text{Brechungsindex } n_i = \frac{c}{v_i}$$

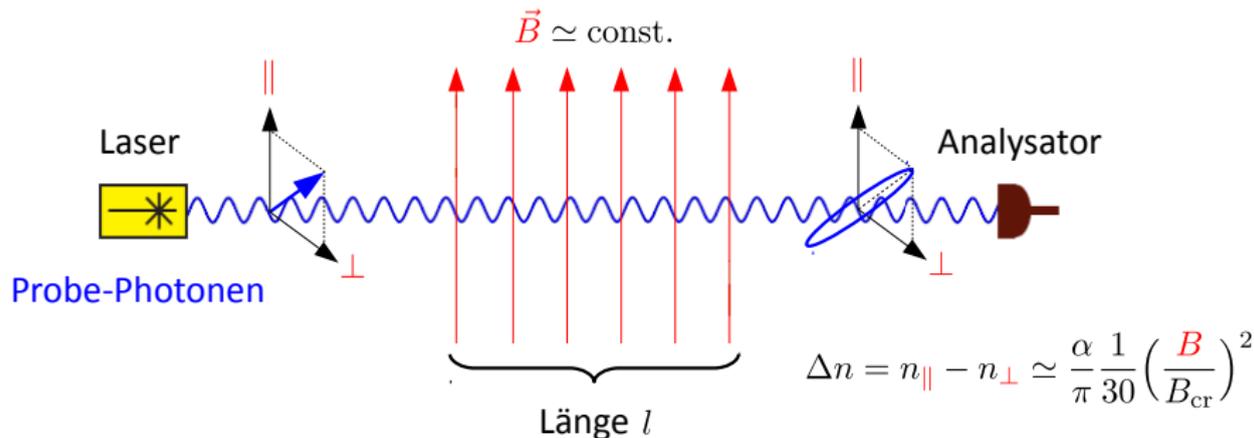
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Q**u**bserving Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]

Konventionelles Szenario:



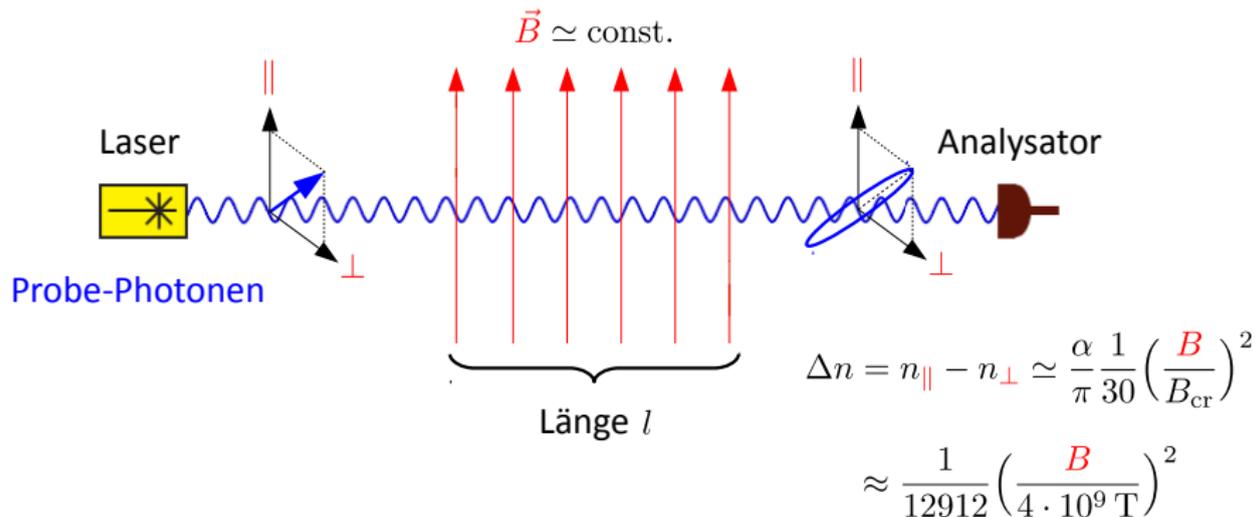
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Q**u**bserving Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]

Konventionelles Szenario:



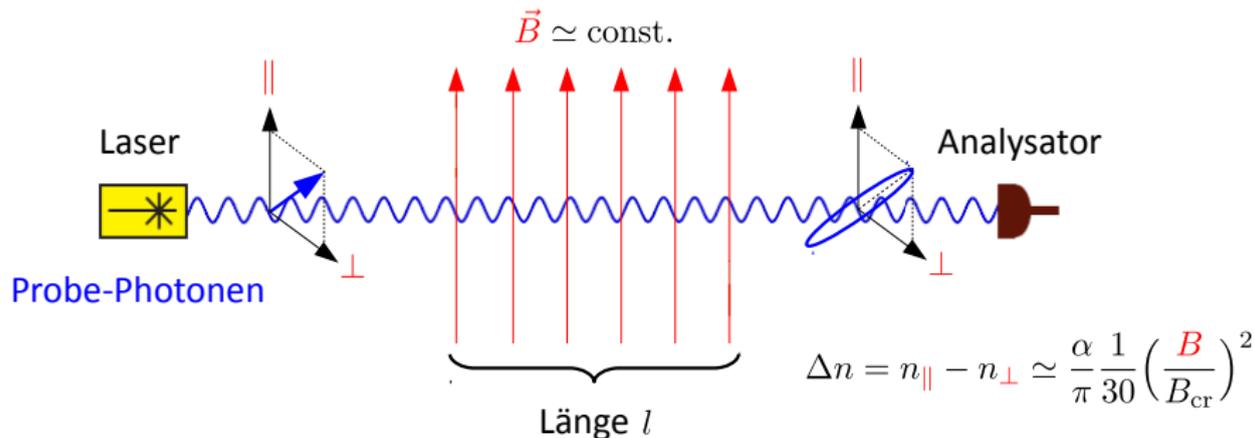
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[BMV (Biréfringence Magnétique du Vide) experiment, Toulouse]

[PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) experiment, Padova/Ferrara]

[OVAL (Observing Vacuum with Laser) experiment, Tokyo]

Konventionelles Szenario:



$$\rightarrow \text{Phasendifferenz } \Delta\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda_p} \Delta n \quad \rightarrow \text{Elliptizität } \delta^2 \simeq \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right)^2$$

$$\leftrightarrow \text{in } \perp \text{ Polarisationsmode gestreute Photonen: } N_{\perp} = \delta^2 N_{\text{in}}$$

III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Alternatives Szenario:

[Heinzl, Liesfeld, Amthor, Schwoerer, Sauerbrey, Wipf: Opt. Comm. **267** 318 (2006)]

[Schlenvoigt, Heinzl, Schramm, Cowan, Sauerbrey: Phys. Scr. **91** 023010 (2016)]

Probe-Photonen



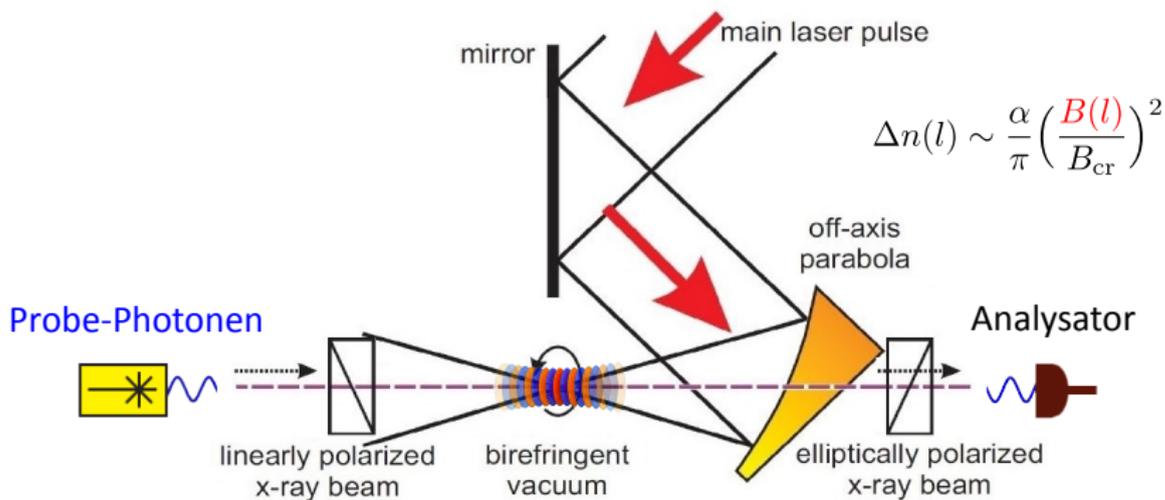
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Alternatives Szenario:

[Heinzl, Liesfeld, Amthor, Schwoerer, Sauerbrey, Wipf: Opt. Comm. 267 318 (2006)]

[Schlenvoigt, Heinzl, Schramm, Cowan, Sauerbrey: Phys. Scr. 91 023010 (2016)]

„Pumpe“ = Hochintensitätslaser



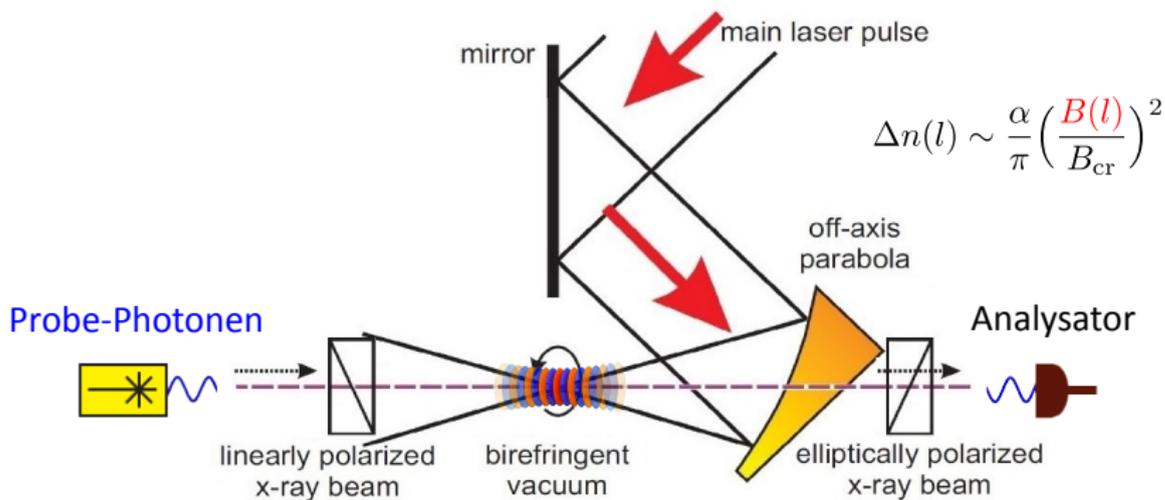
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Alternatives Szenario:

[Heinzl, Liesfeld, Amthor, Schwoerer, Sauerbrey, Wipf: Opt. Comm. 267 318 (2006)]

[Schlenvoigt, Heinzl, Schramm, Cowan, Sauerbrey: Phys. Scr. 91 023010 (2016)]

„Pumpe“ = Hochintensitätslaser



→ Theoretische Analyse $\Delta\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda_p} \Delta n \rightarrow 2\pi \frac{1}{\lambda_p} \int dl \Delta n(l)$

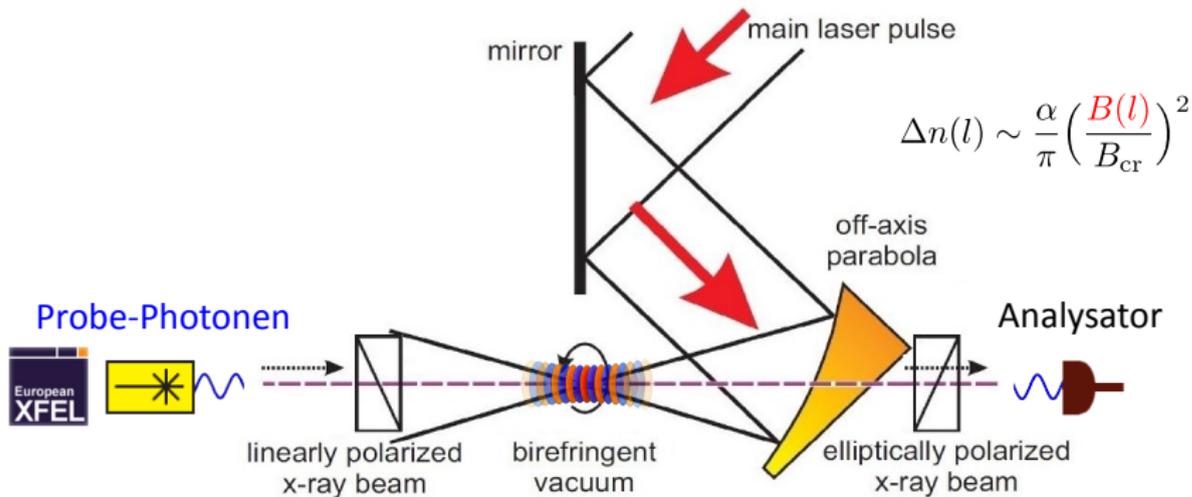
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Alternatives Szenario:

[Heinzl, Liesfeld, Amthor, Schwoerer, Sauerbrey, Wipf: Opt. Comm. **267** 318 (2006)]

[Schlenvoigt, Heinzl, Schramm, Cowan, Sauerbrey: Phys. Scr. **91** 023010 (2016)]

HiBEF „Pumpe“ = Hochintensitätslaser



→ Theoretische Analyse $\Delta\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda_p} \Delta n \rightarrow 2\pi \frac{1}{\lambda_p} \int dl \Delta n(l)$

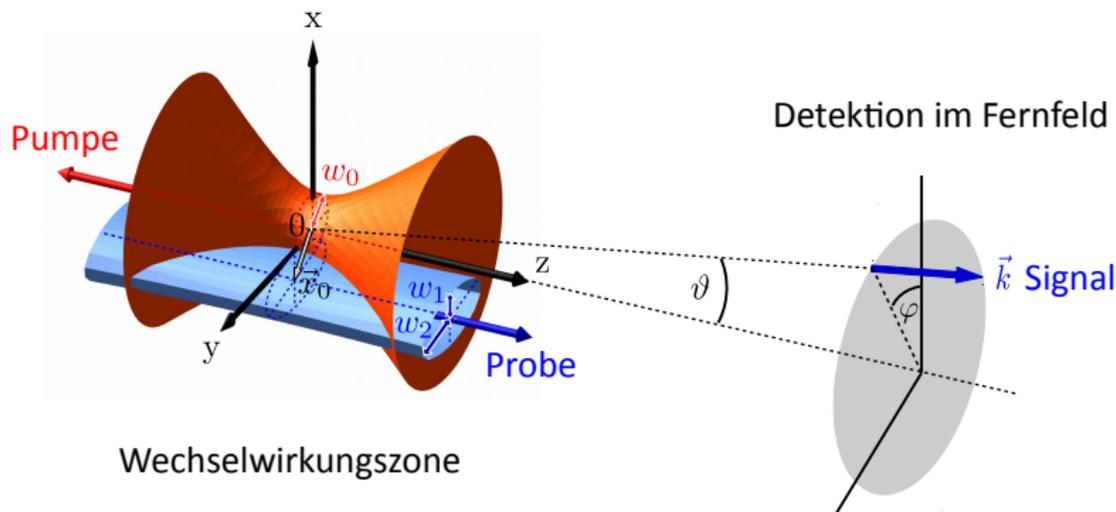
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

Alternatives Szenario:

[FK, Gies, Reuter, Zepf: Phys. Rev. D **92** 071301(R) (2015)]

[FK, Sundquist: Phys. Rev. D **94** 013004 (2016)]

[FK: Phys. Rev. D **98** 056010 (2018)]



$$d^3 N_{\perp}(\vec{k}) = \frac{dk d\cos\vartheta d\varphi}{(2\pi)^3} \frac{k}{2} |\vec{\epsilon}_{\perp}(\vec{k}) \cdot \vec{e}(k)|^2$$

→ in manifest **inhomogenen** Laserfeldern

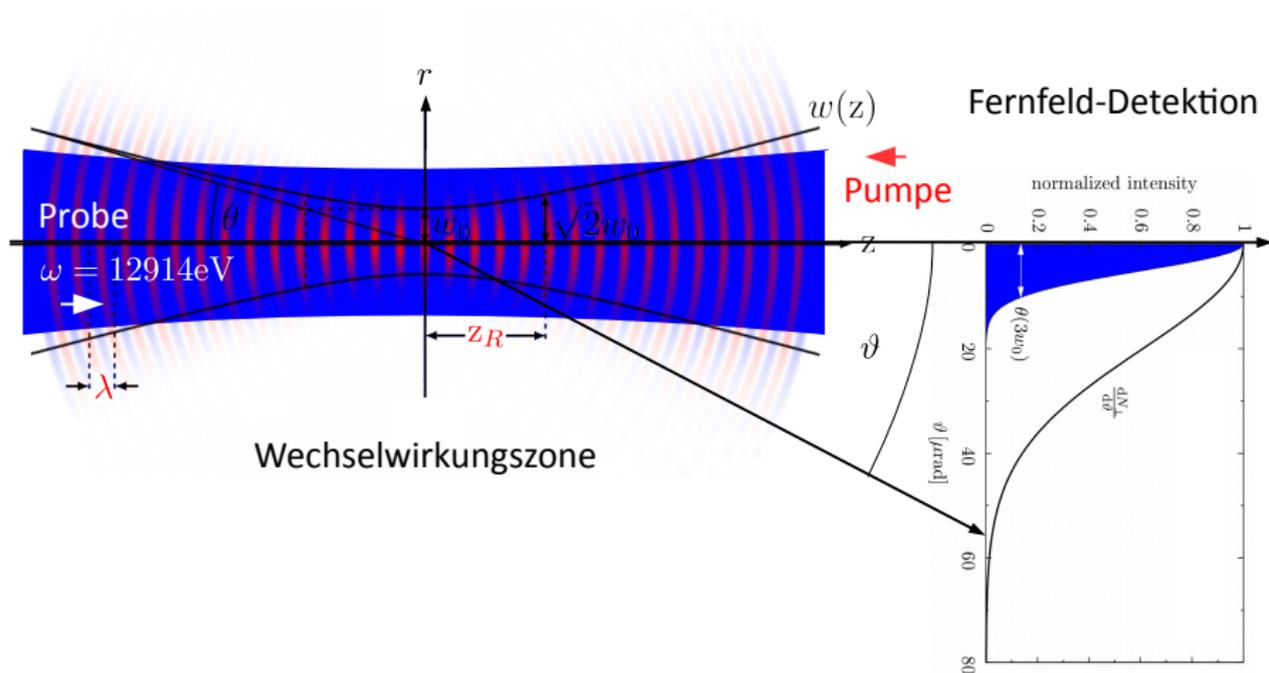
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[FK, Gies, Reuter, Zepf: Phys. Rev. D **92** 071301(R) (2015)]

[FK, Sundquist: Phys. Rev. D **94** 013004 (2016)]

[FK: Phys. Rev. D **98** 056010 (2018)]

Alternatives Szenario:



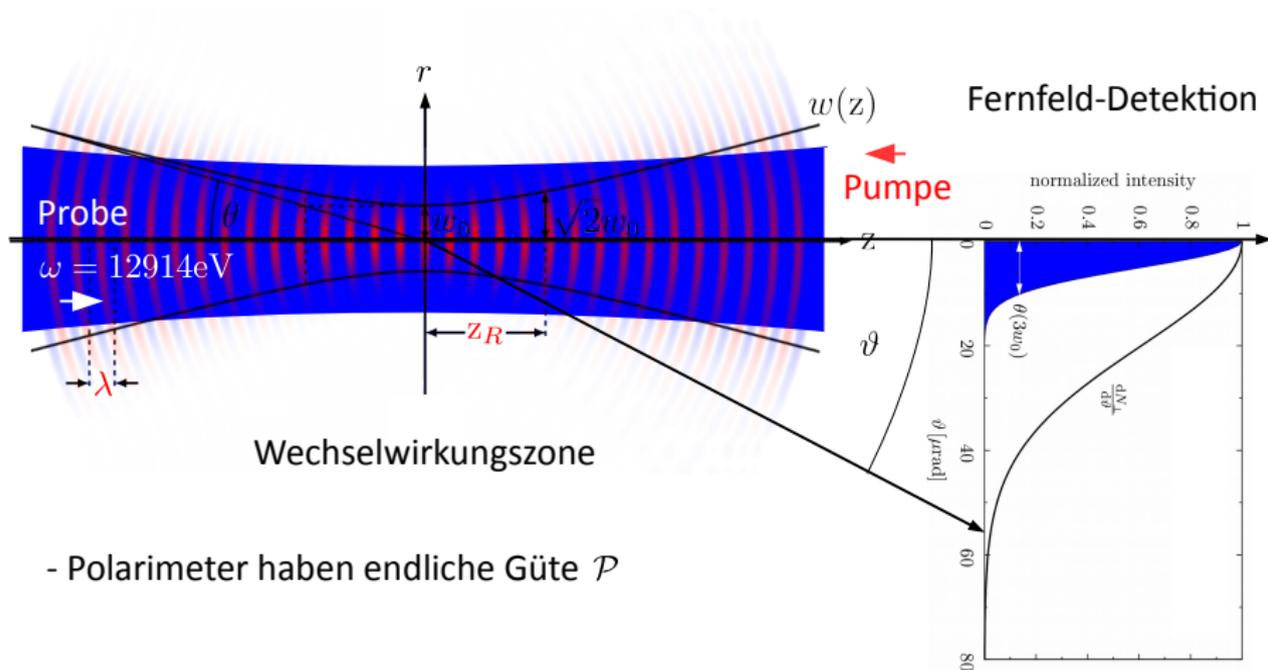
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[FK, Gies, Reuter, Zepf: Phys. Rev. D **92** 071301(R) (2015)]

[FK, Sundquist: Phys. Rev. D **94** 013004 (2016)]

[FK: Phys. Rev. D **98** 056010 (2018)]

Alternatives Szenario:



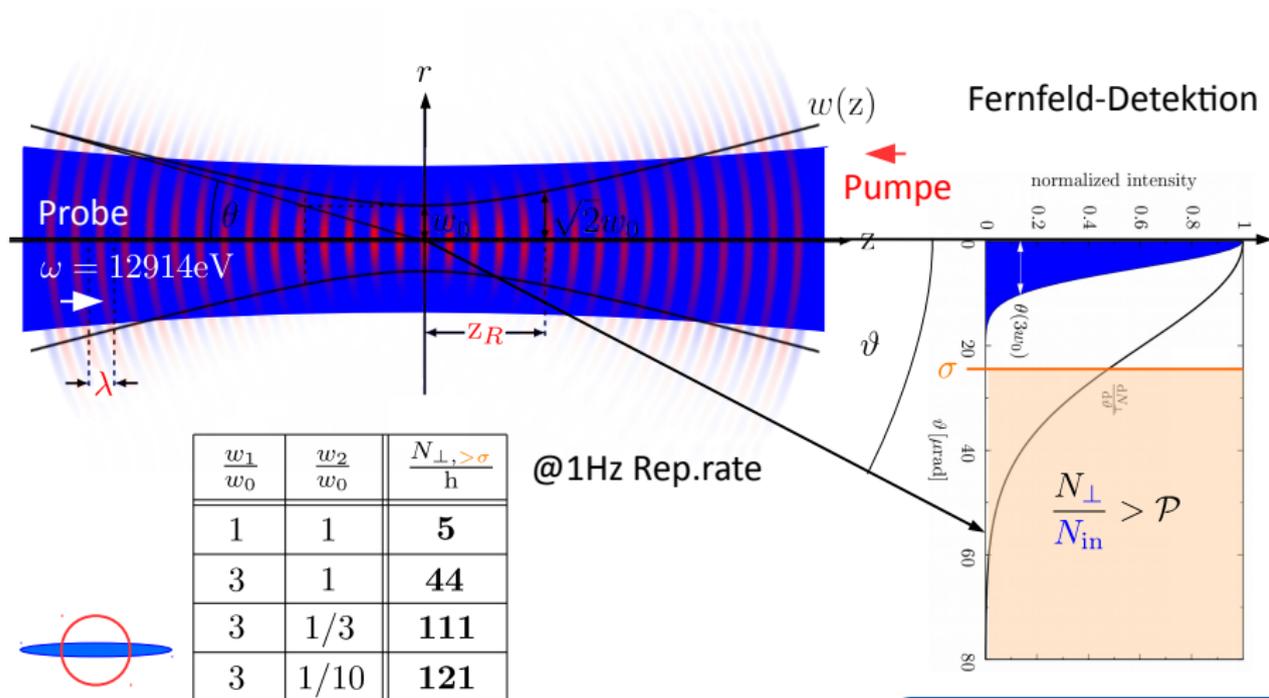
III. Nachweis – Vakuumdoppelbrechung

[FK, Gies, Reuter, Zepf: Phys. Rev. D **92** 071301(R) (2015)]

[FK, Sundquist: Phys. Rev. D **94** 013004 (2016)]

[FK: Phys. Rev. D **98** 056010 (2018)]

Alternatives Szenario:



III. Nachweis – Laserpulsstreuung

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

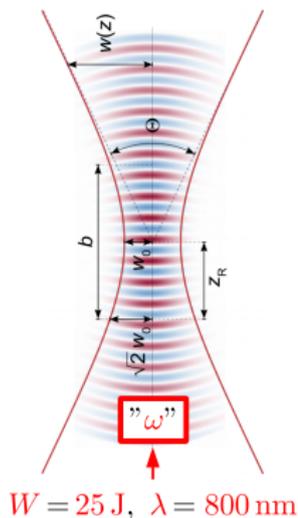
[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]



III. Nachweis – Laserpulsstreuung

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

- 2d Geometrie



[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]

$$\tau_{\text{pulse}} = 25 \text{ fs}$$

$$f\# = 1$$



vgl. auch [Lundstrom et. al.: Phys. Rev. Lett. **96** 083602

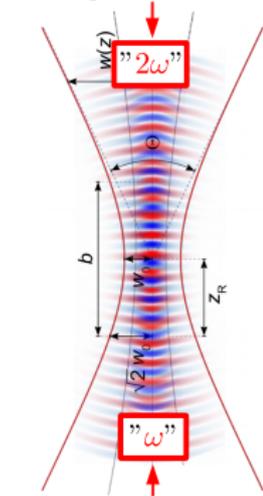
& Phys. Rev. A **74** 043821 (2006)]

III. Nachweis – Laserpulsstreuung

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

- 2d Geometrie

$$W = \frac{25}{4} \text{ J}, \lambda = 400 \text{ nm}$$



$$W = 25 \text{ J}, \lambda = 800 \text{ nm}$$

[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]

$$\tau_{\text{pulse}} = 25 \text{ fs}$$

$$f\# = 1$$



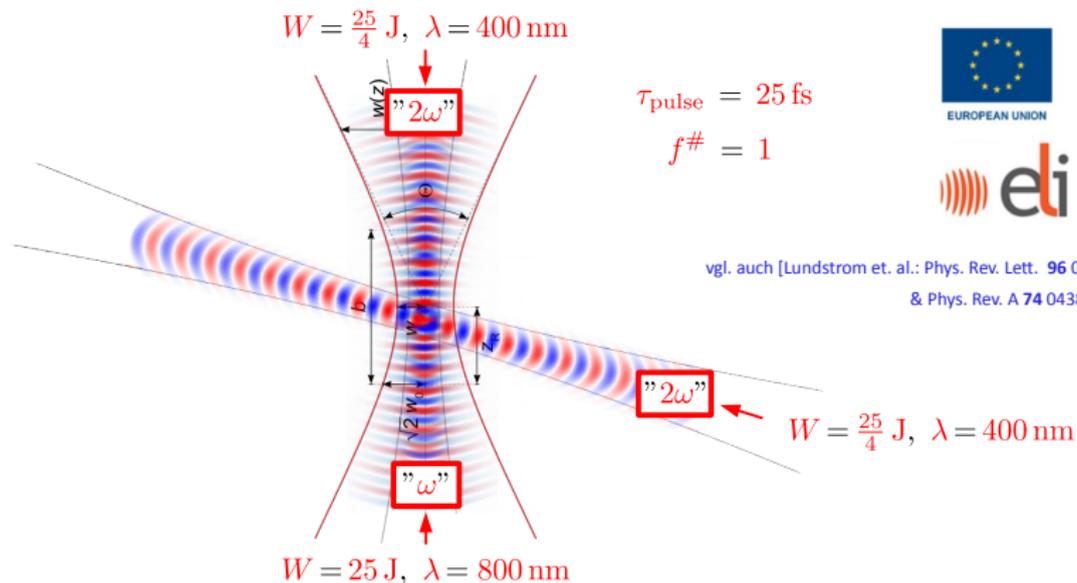
vgl. auch [Lundstrom et. al.: Phys. Rev. Lett. **96** 083602

& Phys. Rev. A **74** 043821 (2006)]

III. Nachweis – Laserpulsstreuung

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

- 2d Geometrie



[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]



vgl. auch [Lundstrom et. al.: Phys. Rev. Lett. **96** 083602

& Phys. Rev. A **74** 043821 (2006)]

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

- 3d Geometrie

[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

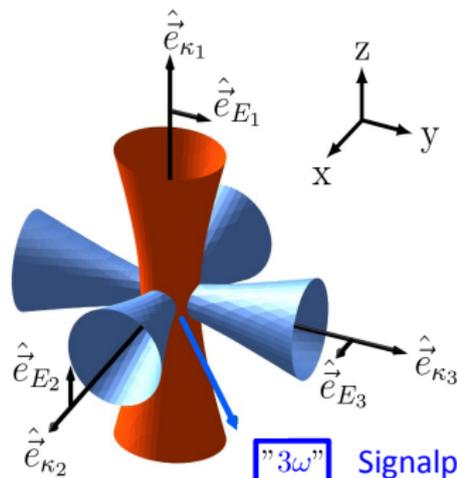
[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]



III. Nachweis – Laserpulsstreuung

Streuung von Hochintensitätslaserfeldern:

- 3d Geometrie



Signalphotonen $N_{\text{signal}} \sim 2 / \text{Schuss}$

[Gies, FK, Seegert: Phys. Rev. D **93** 085034 (2016)]

[Gies, FK, Kohlfürst: Phys. Rev. D **97** 036022 (2018)]

[Gies, FK, Kohlfürst, Seegert: Phys. Rev. D **97** 076002 (2018)]



vgl. auch [Lundstrom et. al.: Phys. Rev. Lett. **96** 083602

& Phys. Rev. A **74** 043821 (2006)]

III. Zusammenfassung & Ausblick

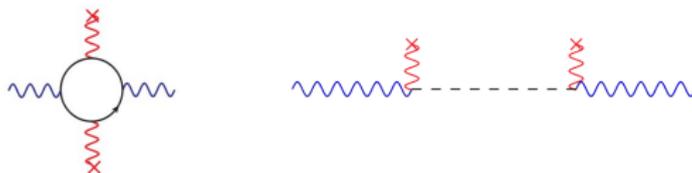
Ich habe sie (hoffentlich) davon überzeugt, dass

- das Quantenvakuum erstaunliche Eigenschaften hat die man sehen kann
- die Gültigkeit der klassischen Elektrodynamik beschränkt ist

III. Zusammenfassung & Ausblick

Ich habe sie (hoffentlich) davon überzeugt, dass

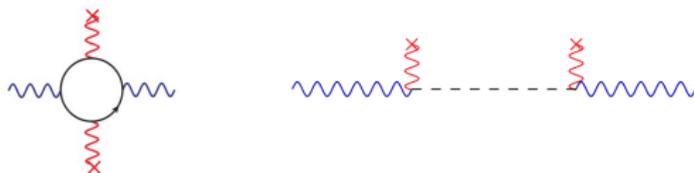
- das Quantenvakuum erstaunliche Eigenschaften hat die man sehen kann
- die Gültigkeit der klassischen Elektrodynamik beschränkt ist
- man im Quantenvakuum auch Spuren „neuer Physik“ finden kann



III. Zusammenfassung & Ausblick

Ich habe sie (hoffentlich) davon überzeugt, dass

- das Quantenvakuum erstaunliche Eigenschaften hat die man sehen kann
- die Gültigkeit der klassischen Elektrodynamik beschränkt ist
- man im Quantenvakuum auch Spuren „neuer Physik“ finden kann

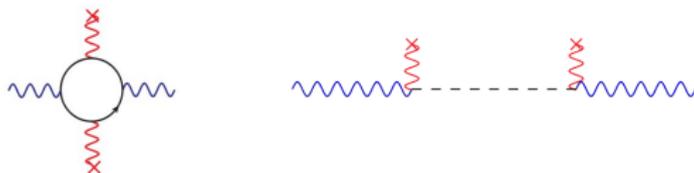


- zum experimentellen Nachweis der entsprechenden Effekte quantitative theoretische Voraussagen benötigt

III. Zusammenfassung & Ausblick

Ich habe sie (hoffentlich) davon überzeugt, dass

- das Quantenvakuum erstaunliche Eigenschaften hat die man sehen kann
- die Gültigkeit der klassischen Elektrodynamik beschränkt ist
- man im Quantenvakuum auch Spuren „neuer Physik“ finden kann



- zum experimentellen Nachweis der entsprechenden Effekte quantitative theoretische Voraussagen benötigt

Es würde mich natürlich sehr freuen, wenn

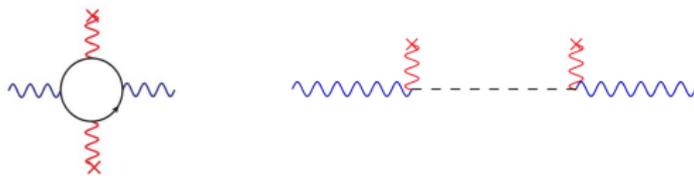
- Sie sich (spätestens ab jetzt) auch für

Nichts interessieren

III. Zusammenfassung & Ausblick

Ich habe sie (hoffentlich) davon überzeugt, dass

- das Quantenvakuum erstaunliche Eigenschaften hat die man sehen kann
- die Gültigkeit der klassischen Elektrodynamik beschränkt ist
- man im Quantenvakuum auch Spuren „neuer Physik“ finden kann



- zum experimentellen Nachweis der entsprechenden Effekte quantitative theoretische Voraussagen benötigt

Es würde mich natürlich sehr freuen, wenn

- Sie sich (spätestens ab jetzt) auch für das vermeintliche Nichts interessieren

Vielen Dank für Ihre Aufmerksamkeit!