

Механизм Швингера  
и вакуумное излучение фотонов

И. А. Александров

СПбГУ  
ФТИ им. Иоффе РАН

Семинар ОФВЭ ПИЯФ

2 апреля 2024 г.

# План

- Введение. Нелинейные эффекты в вакууме
- Эффективное действие и рождение пар
- Адиабатическое число частиц и квантовые кинетические уравнения
- Динамическое усиление механизма Швингера
- Излучение фотонов из вакуума

# Введение

1928 — уравнение Дирака

# Введение

1928 — уравнение Дирака

1931 — “море Дирака” и предсказание существования  
“антиэлектрона” (П. Дирак)

# Введение

1928 — уравнение Дирака

1931 — “море Дирака” и предсказание существования “антиэлектрона” (П. Дирак)

1931 — идея о возможности перехода  $e^-$  из моря Дирака во внешнем поле (Ф. Заутер)

# Введение

1928 — уравнение Дирака

1931 — “море Дирака” и предсказание существования “антиэлектрона” (П. Дирак)

1931 — идея о возможности перехода  $e^-$  из моря Дирака во внешнем поле (Ф. Заутер)

1932 — открытие позитрона (К. Андерсон)

# Введение

1928 — уравнение Дирака

1931 — “море Дирака” и предсказание существования “антиэлектрона” (П. Дирак)

1931 — идея о возможности перехода  $e^-$  из моря Дирака во внешнем поле (Ф. Заутер)

1932 — открытие позитрона (К. Андерсон)

1935 — нелинейные поправки к лагранжиану Максвелла (Б. Кокель, Х. Эйлер)

# Введение

1928 — уравнение Дирака

1931 — “море Дирака” и предсказание существования “антиэлектрона” (П. Дирак)

1931 — идея о возможности перехода  $e^-$  из моря Дирака во внешнем поле (Ф. Заутер)

1932 — открытие позитрона (К. Андерсон)

1935 — нелинейные поправки к лагранжиану Максвелла (Б. Кокель, Х. Эйлер)

1936 — непертурбативный ответ для эффективного лагранжиана в постоянном поле (В. Гейзенберг, Х. Эйлер)



# Введение

Масштабы в КЭД (КМ):  $e, \hbar, mc^2,$

КОМПТОНОВСКАЯ длина волны электрона  $\lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \approx 3.9 \times 10^{-13}$  м,

КОМПТОНОВСКОЕ время  $\tau_C = \frac{\hbar}{mc^2} \approx 1.3 \times 10^{-21}$  с.

## Введение

Масштабы в КЭД (КМ):  $e, \hbar, mc^2,$

комптоновская длина волны электрона  $\lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \approx 3.9 \times 10^{-13}$  м,

комптоновское время  $\tau_C = \frac{\hbar}{mc^2} \approx 1.3 \times 10^{-21}$  с.

Принцип неопределенности Гейзенберга “энергия–время”:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}.$$

# Введение

Масштабы в КЭД (КМ):  $e, \hbar, mc^2,$

комптоновская длина волны электрона  $\lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \approx 3.9 \times 10^{-13}$  м,

комптоновское время  $\tau_C = \frac{\hbar}{mc^2} \approx 1.3 \times 10^{-21}$  с.

Принцип неопределенности Гейзенберга “энергия–время”:

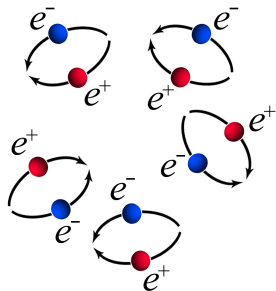
$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}.$$

Если взять  $\Delta E = mc^2$ , то получим  $\Delta t \sim \frac{\hbar}{mc^2} = \tau_C$ .

$\implies$  виртуальные частицы с временем жизни  $\tau_C$

# Введение

В КЭД вакуум  $\neq$  “пустое пространство”

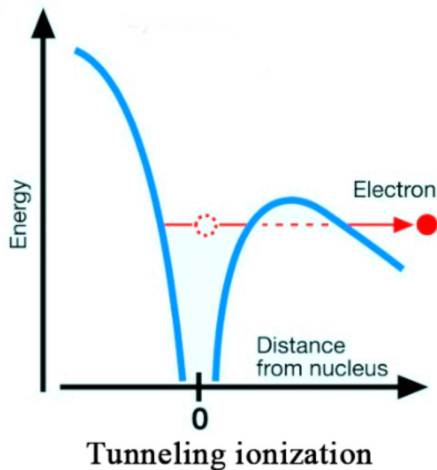


“Разрыв” виртуальной пары внешним полем:

$$|e|E_0\lambda_C \sim mc^2 \quad \Longrightarrow \quad E_0 \sim E_c \equiv \frac{m^2c^3}{|e|\hbar} \sim 10^{16} \text{ В/см.}$$

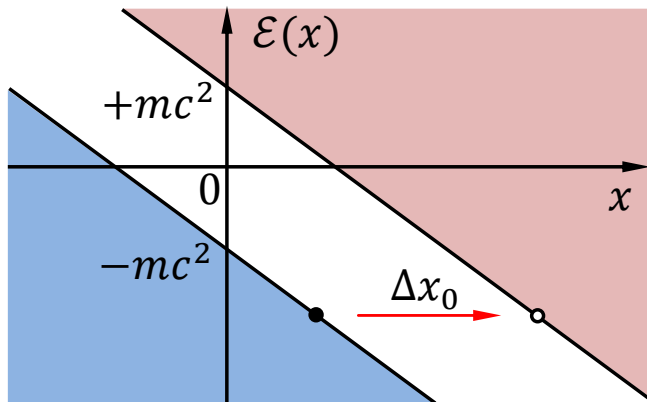
# Введение

Туннельная ионизация (поле ядра + электрическое поле):



# Введение

Туннелирование из моря Дирака (вакуум + эл. поле  $E_0$ ):



Вероятность:  $T \sim \exp(-\text{const}/E_0)$       ( $\Delta x_0 \sim 1/E_0$ )

Вероятность рождения пары:

$$P_{e^+e^-} \sim \exp\left(-\frac{\pi E_c}{E_0}\right)$$

Швингеровская напряженность поля:

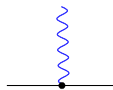
$$E_c = \frac{m^2 c^3}{|e| \hbar} \approx 1.3 \times 10^{16} \text{ В/см.}$$

## Эффективное действие в постоянном поле

Лагранжиан КЭД:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + eA^\mu\bar{\psi}\gamma_\mu\psi.$$

Вершина взаимодействия:



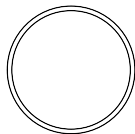
Рассмотрим только классическое поле  $\mathcal{A}^\mu$ .

$$\equiv = \text{---} + \begin{array}{c} \times \\ \vdots \\ \bullet \end{array} \text{---} + \begin{array}{c} \times \\ \vdots \\ \bullet \end{array} \text{---} \begin{array}{c} \times \\ \vdots \\ \bullet \end{array} \text{---} + \dots$$



## Эффективное действие в постоянном поле

Связанная вакуумная диаграмма всего одна:



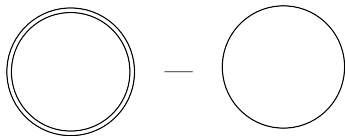
$$Z[\mathcal{A}^\mu] = \mathcal{N} \int \mathcal{D}\bar{\psi} \int \mathcal{D}\psi e^{iS} \equiv e^{iS_{\text{eff}}[\mathcal{A}^\mu]},$$

$$S_{\text{eff}}[\mathcal{A}^\mu] = S_{\text{Max}}[\mathcal{A}^\mu] + S^{(1)}[\mathcal{A}^\mu],$$

где  $S^{(1)}[\mathcal{A}^\mu]$  — однопетлевое эффективное действие.

## Эффективное действие в постоянном поле

$S^{(1)}[\mathcal{A}^\mu]$  отвечает разности



и зависит только от инвариантов

$$\mathcal{F} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2} (\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2),$$

$$\mathcal{G} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} {}^* F^{\mu\nu} = -\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}.$$

## Эффективное действие в постоянном поле

Если  $F^{\mu\nu} = \text{const}$ , то эффективный лагранжиан равен

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\mathcal{F}, \mathcal{G}) = -\mathcal{F} - \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{dT}{T^3} e^{-m^2 T} \times \left\{ \frac{(eaT)(ebT)}{\tan(eaT) \tanh(ebT)} - \frac{2}{3} (eT)^2 \mathcal{F} - 1 \right\},$$

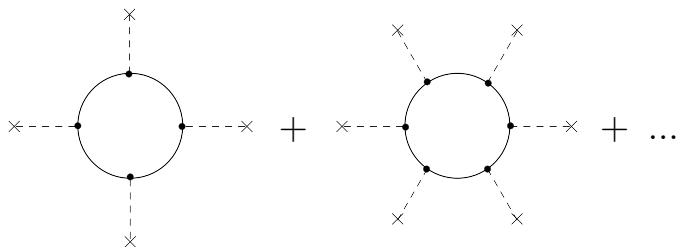
где  $a, b = (\sqrt{\mathcal{F}^2 + \mathcal{G}^2} \mp \mathcal{F})^{1/2}$  и красное слагаемое связано с ренормировкой заряда.

Контур интегрирования лежит чуть выше вещественной оси  $T$ .

## Пертурбативное разложение

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\mathcal{F}, \mathcal{G}) = -\mathcal{F} + \frac{8}{45} \frac{\alpha^2}{m^4} \mathcal{F}^2 + \frac{14}{45} \frac{\alpha^2}{m^4} \mathcal{G}^2 + \dots$$

Поправки к лагранжиану Максвелла:



Вакуум проявляет свойства **нелинейной среды!**

## Эффективный лагранжиан. Мнимая часть

В электрическом поле  $E_0$  имеем

$$\text{Im } \mathcal{L}_{\text{eff}}(\mathcal{F}, \mathcal{G}) = \frac{(eE_0)^2}{8\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n\pi \frac{m^2}{|eE_0|}}.$$

Вероятность распада вакуума:

$$P_{\text{decay}} = 1 - |e^{iS_{\text{eff}}}|^2 = 1 - e^{-2\text{Im } S_{\text{eff}}} \sim V e^{-\pi E_c/E_0}.$$

J. Schwinger, Phys. Rev. 82, 664 (1951)

# Рождение пар в неоднородных полях

## Механизм Швингера в полях, зависящих от времени

Что важно учесть в первую очередь:

- предэкспоненциальный (объемный) фактор

Стандартная длина волны  $\lambda \sim 1$  мкм

$\implies$  огромный объемный фактор  $(\lambda/\lambda_C)^4 \sim 10^{25}$

## Механизм Швингера в полях, зависящих от времени

Что важно учесть в первую очередь:

- предэкспоненциальный (объемный) фактор

Стандартная длина волны  $\lambda \sim 1$  мкм

$\implies$  огромный объемный фактор  $(\lambda/\lambda_C)^4 \sim 10^{25}$

- временная зависимость (лазерного) поля

Параметр Келдыша:

$$\gamma = \frac{mc\omega}{|eE_0|}$$

L. V. Keldysh, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 1945 (1964)



# Механизм Швингера в полях, зависящих от времени

Вероятность рождения пар:

$$P_{e^+e^-} \sim \begin{cases} \exp\left(-\frac{\pi E_c}{E_0}\right) & (\gamma \ll 1), \\ \left(\frac{1}{\gamma^2}\right)^{2mc^2/\hbar\omega} & (\gamma \gg 1). \end{cases}$$

$\gamma \gg 1 \iff$  пертурбативный режим

$\gamma \ll 1 \iff$  туннельный режим (эффект Швингера)

## Механизм Швингера в полях, зависящих от времени

Если теперь учесть

- предэкспоненциальный (объемный) фактор,
- зависимость от времени  $\gamma \ll 1$ ,

то порог рождения пар будет порядка  $E_0 \sim 0.1E_c$ .

Это отвечает интенсивности  $I_0 \sim 10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Текущий рекорд:  $I_0 = 1.1 \times 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>.

J. W. Yoon et al., *Optica* 8, 630 (2021)

## Как описывать рождение пар в неоднородных полях?

- Уравнение Дирака + in-out формализм,
- Формализм Дирака-Гейзенберга-Вигнера (ДГВ),
- Квантовые кинетические уравнения (ККУ),
- Приближение локально постоянного поля (ЛСФА),
- Приближение ВКБ,
- Квазиклассика на языке инстантонов.

## Как описывать рождение пар в неоднородных полях?

- Уравнение Дирака + in-out формализм,
- Формализм Дирака-Гейзенберга-Вигнера (ДГВ),
- Квантовые кинетические уравнения (ККУ),
- Приближение локально постоянного поля (LCFA),
- Приближение ВКБ,
- Квазиклассика на языке инстантонов.

## Квазираспределение Вигнера-Вейля

В классической механике можно ввести плотность в фазовом пространстве  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ :

- развивается по уравнению Лиувилля;
- среднее значение динамической величины равно

$$\langle A \rangle = \int d\mathbf{x} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) A(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t).$$

Есть ли аналог  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$  в квантовой механике?

## Квазираспределение Вигнера-Вейля

Функция Вигнера ( $\hbar = 1$ , зависимость от  $t$  явно не пишем):

$$W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \int d\mathbf{s} \left\langle \mathbf{x} + \frac{\mathbf{s}}{2} \left| \hat{\rho} \right| \mathbf{x} - \frac{\mathbf{s}}{2} \right\rangle e^{-i\mathbf{p}\mathbf{s}}.$$

Преобразование Вейля для произвольного оператора:

$$A(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \int d\mathbf{s} \left\langle \mathbf{x} + \frac{\mathbf{s}}{2} \left| \hat{A} \right| \mathbf{x} - \frac{\mathbf{s}}{2} \right\rangle e^{-i\mathbf{p}\mathbf{s}}.$$

Легко показать, что

$$\langle \hat{A} \rangle = \text{Tr} (\hat{A} \hat{\rho}) = \int d\mathbf{x} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) A(\mathbf{x}, \mathbf{p}).$$

## Квазираспределение Вигнера-Вейля. Свойства

- $W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) \in \mathbb{R}$ , но может быть меньше 0!
- Нормировка

$$\int d\mathbf{x} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = 1.$$

- Состояние чистое  $\iff \int d\mathbf{x} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} W^2(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = 1.$
- Для чистого состояния

$$\int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = |\psi(\mathbf{x})|^2, \quad \int d\mathbf{x} W(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = |\psi(\mathbf{p})|^2.$$

- Скалярное произведение:

$$|\langle \psi | \phi \rangle|^2 = \text{Tr}(\hat{\rho}_\psi \hat{\rho}_\phi) = \int d\mathbf{x} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} W_\psi(\mathbf{x}, \mathbf{p}) W_\phi(\mathbf{x}, \mathbf{p}).$$

## КЭД. Формализм Дирака-Гейзенберга-Вигнера

С использованием гейзенберговских операторов поля построим оператор

$$\hat{C}(\mathbf{x}, \mathbf{s}, t) = e^{-ie \int_{-1/2}^{1/2} d\xi \mathbf{A}(\mathbf{x} + \xi \mathbf{s}, t) \cdot \mathbf{s}} \left[ \bar{\psi}(\mathbf{x} + \mathbf{s}/2, t), \psi(\mathbf{x} - \mathbf{s}/2, t) \right]$$

и функцию Вигнера (ФВ)

$$W(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = -\frac{1}{2} \int d^3 \mathbf{s} e^{-i\mathbf{p}\mathbf{s}} \langle 0 | \hat{C}(\mathbf{x}, \mathbf{s}, t) | 0 \rangle.$$

Выведем уравнение на ФВ из уравнения Дирака с учетом:

$$\langle \Phi | \hat{F}^{\mu\nu} \hat{C} | \Phi \rangle \approx F^{\mu\nu} \langle \Phi | \hat{C} | \Phi \rangle,$$

$$W = \frac{1}{4} (\mathbb{1} \mathbb{S} + i\gamma_5 \mathbb{P} + \gamma^\mu \mathbb{V}_\mu + \gamma^\mu \gamma_5 \mathbb{A}_\mu + \sigma^{\mu\nu} \mathbb{T}_{\mu\nu}).$$



## КЭД. Формализм Дирака-Гейзенберга-Вигнера

Получаем систему ДГВ на 16 компонент:

$$\begin{aligned}D_t \mathbb{S} & - 2\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{t}_1 = 0, \\D_t \mathbb{P} & + 2\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{t}_2 = -2m\mathbf{a}_0, \\D_t \mathbb{V}_0 + \mathbf{D} \cdot \mathbf{w} & = 0, \\D_t \mathbf{a}_0 + \mathbf{D} \cdot \mathbf{a} & = 2m\mathbb{P}, \\D_t \mathbf{V} + \mathbf{D} \mathbb{V}_0 + 2\mathbf{\Pi} \times \mathbf{a} & = -2m\mathbf{t}_1, \\D_t \mathbf{a} + \mathbf{D} \mathbf{a}_0 + 2\mathbf{\Pi} \times \mathbf{w} & = 0, \\D_t \mathbf{t}_1 + \mathbf{D} \times \mathbf{t}_2 + 2\mathbf{\Pi} \mathbb{S} & = 2m\mathbf{w}, \\D_t \mathbf{t}_2 - \mathbf{D} \times \mathbf{t}_1 - 2\mathbf{\Pi} \mathbb{P} & = 0,\end{aligned}$$

где  $D_t = \partial_t + e \int d\xi \mathbf{E}(\mathbf{x} + i\xi \nabla_p, t) \cdot \nabla_p$ .

F. Hebenstreit, R. Alkofer, H. Gies, PRD 82, 105026 (2010)

IAA, C. Kohlfürst, PRD 101, 096009 (2020)

## КЭД. Формализм Дирака-Гейзенберга-Вигнера

В однородном электрическом поле  $\mathbf{E}(t)$  уравнений десять:

$$\dot{\mathbf{s}} = 2q\mathbf{t},$$

$$\dot{\mathbf{v}} = -2q \times \mathbf{a} - 2m\mathbf{t},$$

$$\dot{\mathbf{a}} = -2q \times \mathbf{v},$$

$$\dot{\mathbf{t}} = -2q\mathbf{s} + 2m\mathbf{v},$$

где  $\mathbf{q}(t) = \mathbf{p} - e\mathbf{A}(t)$ .

# Адиабатическое число частиц и квантовые кинетические уравнения

## Адиабатическое число частиц

Однородное электрическое поле:  $\mathbf{A} = \mathbf{A}(t)$ ,  $\mathbf{E}(t) = -\mathbf{A}'(t)$ .  
Спектр гамильтониана известен в каждый момент времени!

Оператор поля в адиабатическом базисе:

$$\psi(t, \mathbf{x}) = \sum_n \left[ a_n(t) \varphi_n^{(+)}(t; \mathbf{x}) + b_n^\dagger(t) \varphi_n^{(-)}(t; \mathbf{x}) \right].$$

Адиабатическая плотность числа рождаемых частиц:

$$f(\mathbf{p}, t) = \frac{(2\pi)^3}{V} \langle 0, \text{in} | a_{\mathbf{p},s}^\dagger(t) a_{\mathbf{p},s}(t) | 0, \text{in} \rangle.$$

Плотность числа рождаемых частиц  $f(\mathbf{p}) = f(\mathbf{p}, +\infty)$ . Можно получить уравнение на  $f(\mathbf{p}, t)$ .

## Квантовые кинетические уравнения

Система ККУ (для произвольной поляризации):

$$\dot{f} = -2\mu_2 u,$$

$$\dot{\mathbf{f}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{f}) - 2(\boldsymbol{\mu}_2 \times \mathbf{v}) - 2\mu_2 u,$$

$$\dot{u} = 2\mu_2 \mathbf{f} + 2\omega v,$$

$$\dot{\mathbf{u}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{u}) + \mu_2(2f - 1) + 2\omega \mathbf{v},$$

$$\dot{v} = -2\omega u,$$

$$\dot{\mathbf{v}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{v}) - 2\omega \mathbf{u}.$$

Где  $\boldsymbol{\mu}_1$ ,  $\boldsymbol{\mu}_2$  и  $\omega$  зависят от  $\mathbf{p}$  и внешнего поля.

V. Pervushin, V. Skokov, Acta Phys. Polon. B 37, 2587 (2006)

# Квантовые кинетические уравнения

Система ККУ (для произвольной поляризации):

$$\dot{f} = -2\mu_2 u ,$$

$$\dot{\mathbf{f}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{f}) - 2(\boldsymbol{\mu}_2 \times \mathbf{v}) - 2\mu_2 u ,$$

$$\dot{u} = 2\mu_2 \mathbf{f} + 2\omega v ,$$

$$\dot{\mathbf{u}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{u}) + \mu_2(2f - 1) + 2\omega \mathbf{v} ,$$

$$\dot{v} = -2\omega u ,$$

$$\dot{\mathbf{v}} = 2(\boldsymbol{\mu}_1 \times \mathbf{v}) - 2\omega \mathbf{u} .$$

где  $\boldsymbol{\mu}_1$ ,  $\boldsymbol{\mu}_2$  и  $\omega$  зависят от  $\mathbf{p}$  и внешнего поля.

V. Pervushin, V. Skokov, Acta Phys. Polon. B 37, 2587 (2006)

Система неправильная!

IAA, A. Kudlis, A. Klochai, Kinetic theory of vacuum pair production in uniform electric fields revisited, arXiv:2403:17204

# Квантовые кинетические уравнения

Для линейной поляризации ККУ эквивалентны уравнению

$$\dot{f}(\mathbf{p}, t) = \frac{1}{2} \lambda(\mathbf{p}, t) \int_{-\infty}^t dt' \lambda(\mathbf{p}, t') [1 - 2f(\mathbf{p}, t')] \cos \left\{ 2 [\theta(\mathbf{p}, t) - \theta(\mathbf{p}, t')] \right\},$$

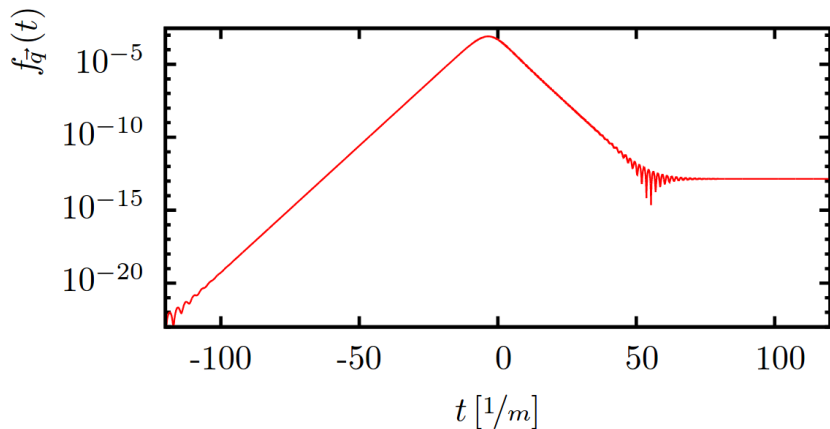
где  $\lambda$  и  $\theta$  зависят от  $\mathbf{p}$  и внешнего поля.

S. Schmidt, D. Blaschke, G. Röpke, S. Smolyansky, A. Prozorkevich,  
V. Toneev, Int. J. Mod. Phys. E 07, 709 (1998)

IAA, V. Dmitriev, D. Sevostyanov, S. Smolyansky, EPJ ST 229, 3469 (2020)

# Адиабатическое число частиц

Пример зависимости от времени: [\[Blinne, Gies, PRD 89, 085001 \(2014\)\]](#)





## Адиабатическое число частиц

Можно ли использовать большие значения  $f(\mathbf{p}, t)$ ?

Идея механизма усиления: [Ilderton, PRD 105, 016021 \(2022\)](#)

- 1) находим момент  $t_*$ , отвечающий максимуму  $f(\mathbf{p}, t)$ ,
- 2) плавно выключаем поле на отрезке  $[t_*, t_* + \tau]$  и стараемся обеспечить малые  $\tau$ .

Оптимизируя профиль внешнего поля, можно получать **большее число частиц**.

Насколько малым должно быть  $\tau$ ?

# Динамическое усиление механизма Швингера

## Dynamically assisted Schwinger effect (DASE)

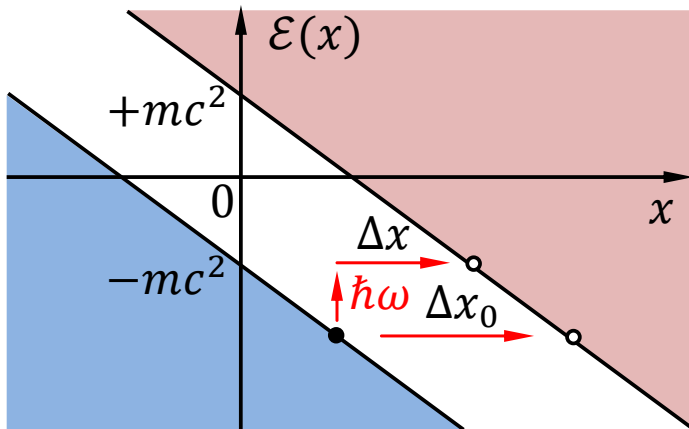
Рассмотрим комбинацию **сильного** (но “медленного”) поля и **“быстрого”** (но слабого) импульса:

$$\{E, \Omega\} + \{\varepsilon, \omega\}$$

$$\gamma_E = m\Omega/|eE| \ll 1, \quad \gamma_\varepsilon = m\omega/|e\varepsilon| \gg 1.$$

R. Schützhold, H. Gies, G. Dunne, PRL 101, 130404 (2008)

# Dynamically assisted Schwinger effect (DASE)



$$T \sim \exp(-\text{const}/E_0) \exp[(\omega/2m)(\text{const}/E_0)]$$

## Dynamically assisted Schwinger effect (DASE)

$$E(t) = \frac{E}{\cosh^2 \Omega t} + \frac{\varepsilon}{\cosh^2 \omega t},$$

где  $\varepsilon \ll E$ ,  $\omega \gg \Omega$ ,  $\gamma_E \ll 1$  и  $\gamma_\varepsilon \gg 1$ .

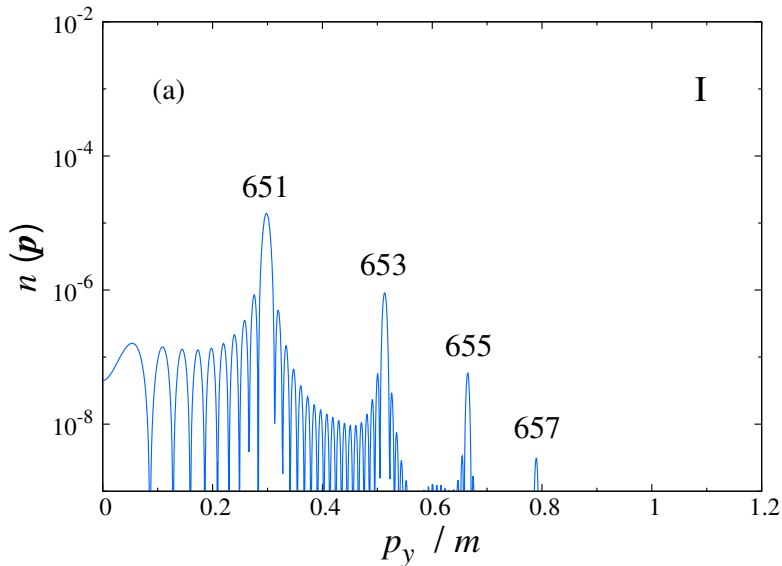
Смешанный параметр Келдыша:

$$\gamma_c = \frac{m\omega}{|eE|}.$$

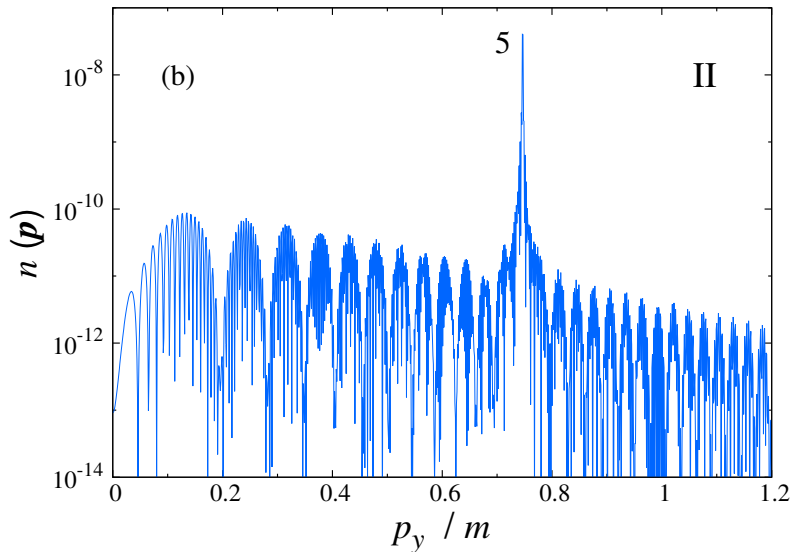
Оказывается, что при  $\gamma_c > \pi/2$  число частиц резко увеличивается.

R. Schützhold, H. Gies, G. Dunne, PRL 101, 130404 (2008)

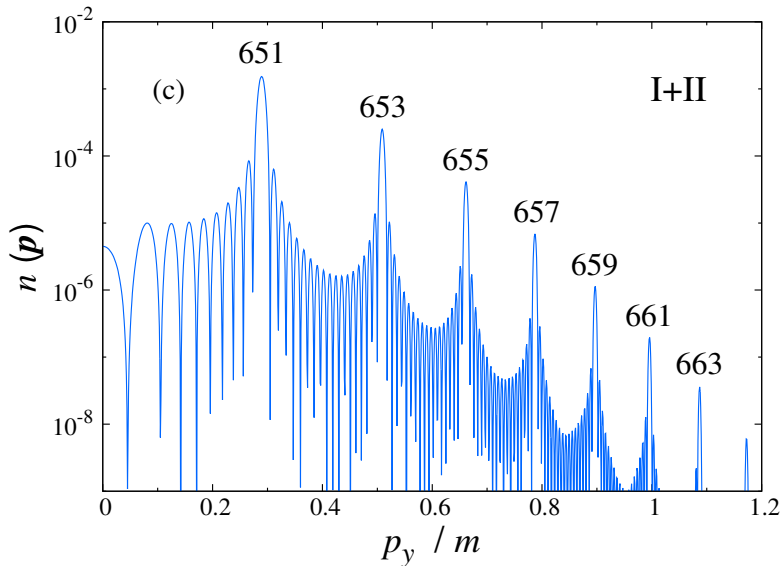
Пример спектра при  $\gamma_c = 2.5$ . Сильное поле



Пример спектра при  $\gamma_c = 2.5$ . Слабый импульс



Пример спектра при  $\gamma_c = 2.5$ . Оба поля





## DASE vs. fast switching

- Dynamically assisted Schwinger effect

Сильное поле:  $E$

Период слабого поля:  $\tau$

Усиление рождения пар при  $\gamma_c = m/|eE\tau| \gtrsim 1$

- Fast switching

Величина поля:  $E$

Время выключения:  $\tau$

При каком  $\tau$  будет усиление числа пар?

## DASE vs. fast switching

- Dynamically assisted Schwinger effect

Сильное поле:  $E$

Период слабого поля:  $\tau$

Усиление рождения пар при  $\gamma_c = m/|eE\tau| \gtrsim 1$

- Fast switching

Величина поля:  $E$

Время выключения:  $\tau$

При каком  $\tau$  будет усиление числа пар?

При  $\gamma_c = m/|eE\tau| \gtrsim 1!$

[IAA, D. G. Sevostyanov, V. M. Shabaev, arXiv:2210.15626]

## DASE vs. fast switching. Эксперимент

Пороговые значения  $\lambda \approx 2\tau$  ( $\gamma_c = 1$ ):

$E/E_c$	$I$ (Вт/см <sup>2</sup> )	$\lambda$ (мкм)
0.1	$2.3 \times 10^{27}$	$8 \times 10^{-6}$
0.05	$5.8 \times 10^{26}$	$2 \times 10^{-5}$
0.02	$9.2 \times 10^{25}$	$4 \times 10^{-5}$
0.01	$2.3 \times 10^{25}$	$8 \times 10^{-5}$
0.005	$5.8 \times 10^{24}$	$2 \times 10^{-4}$
0.002	$9.2 \times 10^{23}$	$4 \times 10^{-4}$
0.001	$2.3 \times 10^{23}$	$8 \times 10^{-4}$

Данные значения  $\lambda$  на порядки меньше реалистичной длины волны 1 мкм!

# Рождение пар в полях с координатной зависимостью

Учет зависимости от координат и наличия магнитного поля производился нами в следующих работах:

IAA, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 94, 065024 (2016)

IAA, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 95, 056013 (2017)

IAA, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 96, 076006 (2017)

IAA, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 97, 116001 (2018)

IAA, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 99, 016020 (2019)

IAA and C. Kohlfürst, PRD 101, 096009 (2020)

D. Sevostyanov, IAA, G. Plunien, and V. Shabaev, PRD 104, 076014 (2021)

IAA and A. A. Andreev, PRA 104, 052801 (2021)

IAA, D. G. Sevostyanov, and V. M. Shabaev, Symmetry 14, 2444 (2022)

# Вакуумное излучение фотонов

# Вакуумное излучение фотонов

Можно ли косвенно исследовать механизм Швингера за счет детектирования фотонов?

Плотность числа фотонов в конечном состоянии:

$$n_{\mathbf{k},\lambda} = \langle f | c_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger c_{\mathbf{k},\lambda} | f \rangle.$$

A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, PRD 72, 085005 (2005)

A. M. Fedotov and N. B. Narozhny, PLA 362, 1 (2007)

F. Karbstein and R. Shaisultanov, PRD 91, 113002 (2015)

A. Otto and B. Kämpfer, PRD 95, 125007 (2017)

H. Gies, F. Karbstein, and C. Kohlfürst, PRD 97, 036022 (2018)

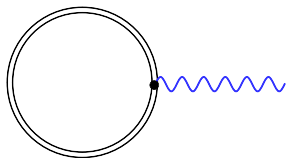
B. King, H. Hu, and B. Shen, PRA 98, 023817 (2018)

I. A. Aleksandrov, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 100, 116003 (2019)

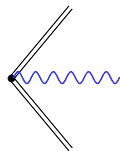
F. Karbstein, A. Blinne, H. Gies, and M. Zepf, PRL 123, 091802 (2019)

# Вакуумное излучение фотонов

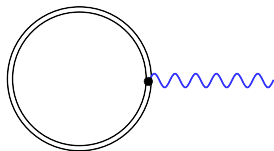
Диаграммы Фейнмана в картине Фарри:



головастик (tadpole)



вершина (vertex)



Излучаются фотоны, “похожие” на кванты исходного поля, а также более высокие гармоники

A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, PRD 72, 085005 (2005)

A. M. Fedotov and N. B. Narozhny, PLA 362, 1 (2007)

F. Karbstein and R. Shaisultanov, PRD 91, 113002 (2015)

H. Gies, F. Karbstein, and C. Kohlfürst, PRD 97, 036022 (2018)

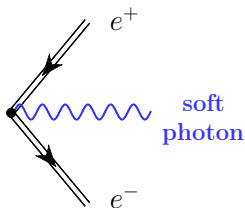
B. King, H. Hu, and B. Shen, PRA 98, 023817 (2018)

I. A. Aleksandrov, G. Plunien, and V. M. Shabaev, PRD 100, 116003 (2019)

F. Karbstein, A. Blinne, H. Gies, and M. Zepf, PRL 123, 091802 (2019)



## Вершина. Мягкие фотоны

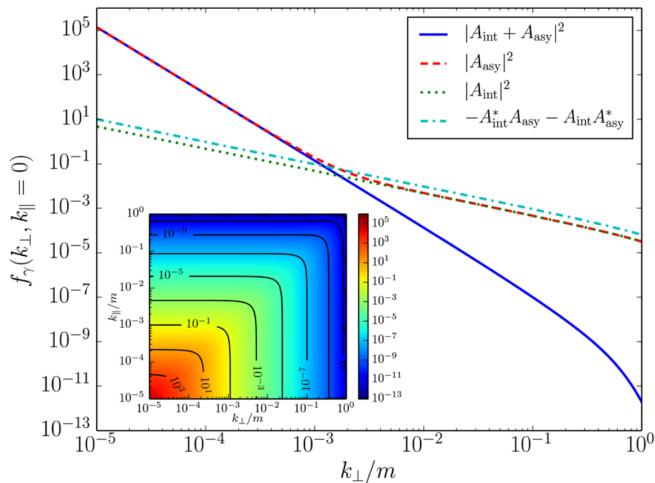


Излучается огромное количество мягких фотонов:

$$n_{k,\lambda} \sim \frac{1}{k_0^3}$$

A. Otto and B. Kämpfer, PRD 95, 125007 (2017)

# Вершина. Мягкие фотоны



## Начальное состояние с одним фотоном

Что изменится, если в начальном состоянии будет один фотон?

$$|\text{in}\rangle = c_{\mathbf{q},\lambda}^\dagger |0, \text{in}\rangle$$

$n_{\mathbf{k},\lambda}$  содержит теперь три вклада:

- 0-й порядок: исходный фотон
- $\alpha^1$ : “вакуумные” вклады (головастик и вершина)
- $\alpha^1$ : дополнительный вклад от начального фотона

## Дополнительный вклад от начального фотона

$$\sum_{n, m} \left| \begin{array}{c} m \\ \nearrow \\ \bullet \\ \searrow \\ n \\ \leftarrow \\ q, \kappa \end{array} \right|^2 - \sum_{n, m} \left| \begin{array}{c} m \\ \nearrow \\ \bullet \\ \searrow \\ n \\ \leftarrow \\ q, \kappa \end{array} \right|^2$$

Фотонные линии отвечают квантовым числам  $\mathbf{q}$  и  $\kappa$  исходного фотона

$\implies$  “вынужденное излучение” и “поглощение”

вакуумный вклад = “спонтанное излучение”

## Дополнительный вклад от начального фотона

$$\sum_{n, m} \left| \begin{array}{c} m \\ \nearrow \\ \text{---} q, \varkappa \text{---} \\ \searrow \\ n \end{array} \right|^2 - \sum_{n, m} \left| \begin{array}{c} m \\ \nearrow \\ \text{---} q, \varkappa \text{---} \\ \searrow \\ n \end{array} \right|^2$$

Диаграммы отличаются заменой  $k^\mu \rightarrow -k^\mu$

$\Rightarrow$  четные степени  $1/k_0$  поменяют знак:

$$(A/k_0^3 + B/k_0^2 + \dots) - (A/k_0^3 - B/k_0^2 + \dots) = 2B/k_0^2 + \dots$$

разность подавлена фактором  $k_0/m$ , но не равна 0!

## ВКБ-анализ. Асимптотики

При  $m\tau \gg 1$  и  $E_0 \ll E_c$ :

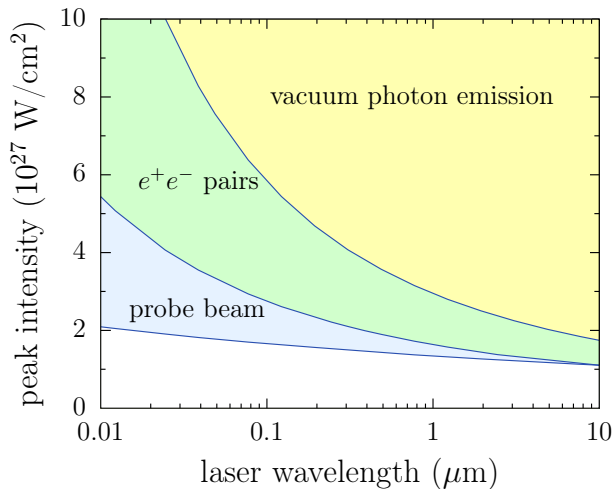
$$A_{zx} \approx \frac{\alpha}{16\pi^6} m^3 (m\tau)^3 \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^{11/2} e^{-\pi E_c/E_0},$$
$$B_{zx} \approx -\frac{\alpha}{16\pi^6} m^2 (m\tau)^2 \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^{9/2} e^{-\pi E_c/E_0}.$$

## Сравнение пороговых значений

Определим и сравним пороговые значения в терминах интенсивности:

- Вакуумное рождение пар: 10 пар.
- Вакуумное излучение фотонов: 10 фотонов.
- Вклад от начального фотона: относительное изменение интенсивности пробного пучка на уровне 1%.

## Сравнение пороговых значений





## Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- При наличии частиц возникают каскадные процессы уже при  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- При наличии частиц возникают каскадные процессы уже при  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Радиационные процессы типа “вершина” могут быть полезны/интересны, но порог по интенсивности примерно такой же, как у эффекта Швингера.

## Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- При наличии частиц возникают каскадные процессы уже при  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Радиационные процессы типа “вершина” могут быть полезны/интересны, но порог по интенсивности примерно такой же, как у эффекта Швингера.
- Другой эффект — генерация гармоник, слияние и расщепление фотонов. Здесь пары рождают не нужно!

# Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- При наличии частиц возникают каскадные процессы уже при  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Радиационные процессы типа “вершина” могут быть полезны/интересны, но порог по интенсивности примерно такой же, как у эффекта Швингера.
- Другой эффект — генерация гармоник, слияние и расщепление фотонов. Здесь пары рождать не нужно!
- Тема отдельного разговора — вакуумное двулучепреломление.

## Резюме

- Для наблюдения механизма Швингера нужна интенсивность порядка  $10^{27}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- При наличии частиц возникают каскадные процессы уже при  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Радиационные процессы типа “вершина” могут быть полезны/интересны, но порог по интенсивности примерно такой же, как у эффекта Швингера.
- Другой эффект — генерация гармоник, слияние и расщепление фотонов. Здесь пары рождать не нужно!
- Тема отдельного разговора — вакуумное двулучепреломление.

Спасибо за внимание!



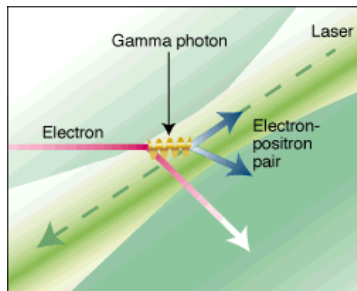
## Our recent papers on strong-field QED

- Pair production in inhomogeneous fields  
IAA, A. Kudlis, A. Klochai, arXiv:2403.17204  
IAA, D. Sevostyanov, V. Shabaev, arXiv:2210.15626  
IAA, C. Kohlfürst, PRD 101, 096009 (2020)
- Pair production and approximate methods  
IAA, D. Sevostyanov, V. Shabaev, Symmetry 14, 2444 (2022)  
D. Sevostyanov, IAA, G. Plunien, V. Shabaev, PRD 104, 076014 (2021)
- Vacuum photon emission  
IAA, A. Di Piazza, G. Plunien, V. Shabaev, PRD 105, 116005 (2022)  
IAA, A. Panferov, S. Smolyansky, PRA 103, 053107 (2021)  
IAA, G. Plunien, V. Shabaev, PRD 100, 116003 (2019)
- Vacuum birefringence  
IAA, V. Shabaev, arXiv:2303.16273  
IAA, V. Shabaev, Optics and Spectroscopy 129, 890 (2021)
- Positron generation in laser plasma  
IAA, A. Andreev, PRA 104, 052801 (2021)



# SLAC experiment (E144)

Terawatt laser + electron beam of 46.6 GeV



Nonlinear Compton scattering + nonlinear Breit-Wheeler process

D. L. Burke et al., Phys. Rev. Lett. 79, 1626 (1997)